UNTERSUCHUNGEN AN EINEM ELEKTROOPTISCH SCHNELL DURCHSTIMMBAREN FARBSTOFFLASER

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Düsseldorf

vorgelegt von
Gerd-Joachim Deppe
aus Braunschweig

Düsseldorf 1979

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41544323_0039

UNTERSUCHUNGEN AN EINEM ELEKTROOPTISCH SCHNELL DURCHSTIMMBAREN FARBSTOFFLASER

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Düsseldorf

vorgelegt von
Gerd-Joachim Deppe
aus Braunschweig

Düsseldorf 1979

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

1. Berichterstatter: Prof. Dr. D. Meiners
2. Berichterstatter: Prof. Dr. J. Uhlenbusch
Tag der mündlichen Prüfung: 6. Juli 1979

Inhaltsverzeichnis

		Seite
1.	Einleitung	1
2.	Grundlagen des Farbstofflasers	5
2.1	Anregungs- und Deaktivierungszyklus des Farbstoffs	5
2.2	Verstärkung durch den Farbstoff	10
2.3	Rückkopplung durch den Resonator	11
2.4	Optisches Pumpen	13
3.	Spektrale Einengung und Durchstimmung eines Farbstofflasers	15
4.	Doppelbrechende Kristalle und elektrooptischer Effekt	24
5.	Grundlagen des Lyot-Filters	31
6.	Aufbau des Farbstofflasers (ohne Lyot-Filter)	44
7.	Dimensionierung und Aufbau des Lyot-Filters	46
8.	Untersuchungen am durchstimmbaren Farbstofflaser	53
8.1	Spektrales Verhalten	53
8.1.1	Ohne elektrooptische Durchstimmung	53
8.1.2	Bei elektrooptischer Durchstimmung	61
8.2	Zeitliches Verhalten	67
9.	Praktische Anwendung: Absorptionsmessungen	76
9.1	Experimenteller Versuchsaufbau	76
9.2	Messungen und Fehlerbetrachtungen	79
10.	Zusammenfassung und Ausblick	84
	Literaturverzeichnis	87
	Dank	
	Lebenslauf	

1. Einleitung

Optische Diagnostikmethoden zeichnen sich bei ihrer Anwendung in der Plasmaphysik besonders dadurch aus, daß das Plasma durch die Messungen kaum gestört wird. Bei spektroskopischen Untersuchungen kann man speziell aus den Profilen von Spektrallinien Kenntnisse über thermodynamische Zustandsgrößen gewinnen: So kann im Fall der Dopplerverbreiterung aus dem Linienprofil die Translationstemperatur der emittierenden (oder absorbierenden) Atome bzw. Ionen bestimmt werden. Im Fall der Starkeffektverbreiterung, die ihre Ursache in dem elektrischen Mikrofeld des Plasmas hat,kann man von dem Linienprofil auf die Elektronendichte schließen. Neben diesen beiden Verbreiterungsmechanismen tritt noch die Verbreiterung durch Stöße mit neutralen Atomen auf. Unter bestimmten Versuchsbedingungen überwiegt meistens jeweils eine Verbreiterungsursache; insbesondere kann die Stoßverbreiterung mit neutralen Atomen im allgemeinen vernachlässigt werden.

Linienprofilmessungen können für den Emissionskoeffizienten, den Absorptionskoeffizienten und den Brechungsindex durchgeführt werden. In der vorliegenden Arbeit sollen ausschließlich Absorptionsmessungen betrachtet werden.

Hierfür gibt es zwei prinzipiell verschiedene Methoden. Zur Realisierung der ersten Methode wird eine Kontinuumslichtquelle verwendet, die über den zu untersuchenden Spektralbereich mit konstanter (oder zumindest bekannter) Intensitätsverteilung emittiert. Nach (oder vor) Durchstrahlen des Meßobjektes erfolgt die spektrale Zerlegung mit einem geeigneten Spektralapparat. Die Meßwertaufnahme kann entweder photographisch oder photoelektrisch erfolgen. Bei

stationären Objekten oder gut reproduzierbaren instationären Objekten ist die Bestimmung von Linienprofilen ziemlich unproblematisch, weil hier punktweise Messungen möglich sind, welche zeitlich nacheinander durchgeführt werden können.

Instationäre Meßobjekte mit nur bedingter Reproduzierbarkeit dagegen komplizieren die Linienprofilmessungen. Bei photographischer Registrierung muß zur Zeitauflösung eine Streakkamera oder eine kinematographische Kamera (z.B. Bildwandlerkamera) eingesetzt werden. Im Fall von photoelektrischer Detektion muß gleichzeitig bei mehreren Wellenlängen gemessen werden - z.B. mit einer mehrkanaligen Lichtleiteranordnung und einer entsprechenden Zahl von Photomultipliern. Durch die gleichzeitige Registrierung einer gegebenenfalls großen Zahl von Signalen erfordert dieses Verfahren einen erheblichen apparativen Aufwand.

Die zweite Methode dagegen erscheint besonders für instationäre Objekte apparativ weniger aufwendig. Man verwendet eine bereits spektral schmalbandige Lichtquelle, so daß keine weitere Zerlegung mehr nötig ist und einkanalig registriert werden kann. Die Lichtquelle muß allerdings folgenden Anforderungen genügen: Erstens muß sie relativ zur Breite der zu untersuchenden Spektrallinie schmalbandig emittieren. Zweitens muß sie über die Breite dieser Spektrallinie durchstimmbar sein. Drittens muß die Durchstimmung in Zeiten erfolgen, in denen sich das Meßobjekt nicht wesentlich ändert. Für die einkanalige Messung bietet sich zweckmäßigerweise ein photoelektrisches Verfahren an.

Die Grundidee zu der vorliegenden Arbeit entstand aus folgender Problemstellung: Gemäß der zweiten Methode sollte

eine Lichtquelle entwickelt werden, die schmalbandig emittiert und außerdem in Zeiten, in welchen sich ein instationäres Stoßwellenplasma nicht wesentlich ändert ($< 1\,\mu s$), über eine zu vermessende Absorptionslinie (≈ 1.5 nm) durchgestimmt werden kann. Die spektrale Breite der Lichtquelle sollte klein gegenüber dem Durchstimmbereich sein. Dieses Konzept ist grundsätzlich mit Hilfe eines Farbstofflasers zu realisieren, dessen spektrale Einengung und Durchstimmung durch ein elektrooptisches Lyot-Filter[1)] im Laserresonator erfolgen.

Hieraus abgeleitet kann die konkrete Aufgabenstellung formuliert werden: Eine Lichtquelle, die den oben genannten Anforderungen genügt, ist zu entwickeln und bezüglich ihrer spektralen Einengung und schnellen Durchstimmbarkeit zu untersuchen. Dazu sollen verschiedene Lyot-Filter-Anordnungen in den Resonator des Farbstofflasers eingesetzt werden.

Als Vorstufe zu Absorptionsmessungen an einem Stoßwellenplasma soll mit der Lichtquelle das Profil eines Inter-

---

1) Bernard Lyot:
"Un monochromateur à grand champ utilisant les interférences en lumière polarisée" /1/.
Das in der Originalarbeit beschriebene Filter nutzt nur die Doppelbrechung, nicht aber den elektrooptischen Effekt aus. In der vorliegenden Arbeit werden hingegen beide Effekte ausgenutzt. Trotzdem wird das verwendete doppelbrechende elektrooptische Filter häufig aus Gründen der Kürze einfach als Lyot-Filter bezeichnet werden (angelsächsisch:birefringent filter).

ferenzfilters vermessen werden. Hieran können gut Eigenschaften, Funktionsfähigkeit und Handhabung der Lichtquelle sowie die Genauigkeit des Meßverfahrens untersucht werden, weil das Profil des Interferenzfilters leicht auch auf andere Art bestimmt werden kann und somit eine Kontrolle der Kurzzeitmessung möglich ist. An Stoßwellenplasmen selbst sollen im Rahmen dieser Arbeit keine Experimente durchgeführt werden.

2. Grundlagen des Farbstofflasers

Das Grundgerät der für das schnelle Durchstimmen konzipierten Lichtquelle ist ein Farbstofflaser. In diesem Kapitel soll seine prinzipielle Wirkungsweise erläutert werden. Eine ausführliche Theorie wird in der Literatur, z.B. bei /2, 3, 4/ gegeben.

2.1 Anregungs- und Deaktivierungszyklus des Farbstoffs

Bei dem aktiven Medium eines Farbstofflasers handelt es sich um die Lösung eines organischen Farbstoffs, dessen Moleküle aus einer großen Zahl von Atomen (ca. 50 bis 100) aufgebaut sind. Auf Grund ihrer konjugierten Bindungen besitzen die Moleküle die Fähigkeit, Strahlung des sichtbaren Spektralbereichs oder der daran angrenzenden Bereiche zu absorbieren. Als charakteristisches Merkmal des Termschemas besitzt jedes elektronische Niveau eine Vielzahl von möglichen Schwingungs- und Rotationszuständen, die wiederum durch Stöße mit anderen Farbstoffmolekülen oder Lösungsmittelmolekülen verbreitert sind. Da die Verbreiterung zweier Zustände im allgemeinen größer ist als ihr mittlerer Abstand, stellen die elektronischen Niveaus quasikontinuierliche Energiebänder dar. Optische Übergänge zwischen diesen Energiebändern sind also durch Absorptions- und Emissionskontinua gekennzeichnet.

Der Farbstofflaserprozeß wird durch den Anregungs- und Deaktivierungszyklus der Farbstoffmoleküle bestimmt (siehe dazu Abb. 1): Bei Zimmertemperatur ist im Gleichgewicht auf Grund der Boltzmann-Verteilung im wesentlichen nur der

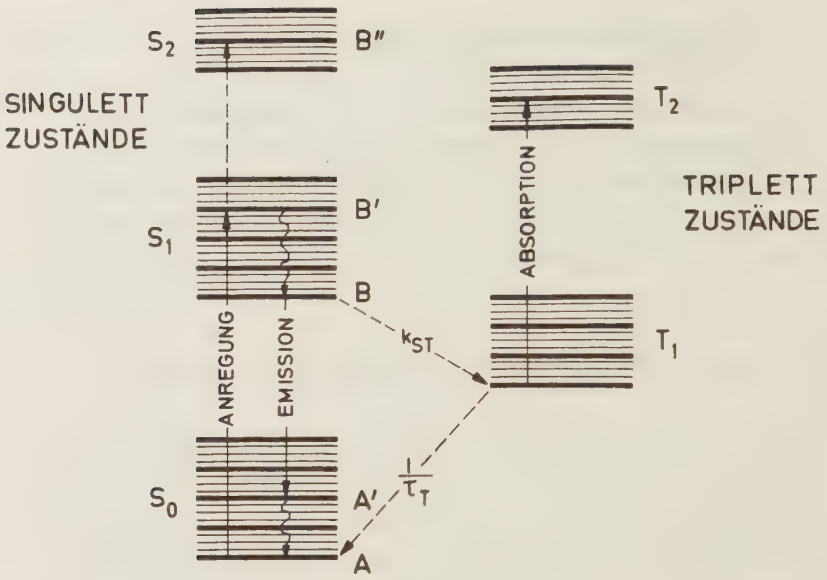


Abb.1: Termschema eines Farbstoffmoleküls (schematisch)

unterste Schwingungszustand des Singulettgrundzustandes S_0 besetzt (Niveau A). Durch Absorption von Strahlung (Energiezufuhr durch optisches Pumpen, siehe Kap. 2.4) gelangen die Moleküle in höhere Schwingungsniveaus des ersten angeregten Singulettzustandes S_1 (Niveau B'). Bedingt durch die hohe Rate von inelastischen Stößen mit Lösungsmittelmolekülen relaxieren die Moleküle in kurzer Zeit (ca. 10^{-11} s) durch strahlungslose Übergänge im wesentlichen in den untersten Schwingungszustand von S_1 (Niveau B). Die Energieabgabe bei den strahlungslosen Übergängen äußert sich in einer Erwärmung des Farbstoffs. Der Übergang von Niveau B in verschiedene angeregte Schwingungs- und Rotationszustände

von S_0 (Niveau A') kann strahlungslos ("internal conversion"), als spontaner Strahlungsprozeß (Fluoreszenz) oder als induzierter Strahlungsprozeß ablaufen. In der letzten Form stellt er den "Laserübergang" dar. Innerhalb von S_0 fallen die Moleküle danach mit einer Relaxationszeit von ca. 10^{-11} s (hohe Stoßrate!) strahlungslos in das unterste Schwingungsniveau (Niveau A). Dadurch wird das untere Laserniveau (Niveau A') schnell entleert.[1)]

Zusätzlich zu diesem Hauptzyklus gibt es noch einen Nebenzweig, der für den Laserprozeß häufig von entscheidender Bedeutung ist: Zur Deaktivierung von Niveau B trägt ein strahlungsloser Übergang zu dem tieferliegenden Triplettzustand T_1 bei ("intersystem crossing"). Die Ratenkonstante k_{ST} für diesen Übergang nimmt bei verschiedenen Farbstoffen sehr unterschiedliche Werte an. So führen z.B. eine starke Spin-Bahn-Kopplung bei schweren Substituenten im Farbstoffmolekül oder äußere Störungen zu einer hohen Übergangsrate /5/. Die Lebensdauer τ_T in dem metastabilen Zustand T_1 ist gewöhnlich recht hoch. Darüberhinaus hat die spinerlaubte Absorption $T_1 \rightarrow T_2$ häufig einen nicht zu vernachlässigenden Wirkungsquerschnitt und überlagert die $S_1 \rightarrow S_0$-Emission (s.u.). Somit können Moleküle durch diesen

---

1) Neben dem genannten Absorptionsübergang $S_0 \rightarrow S_1$ ist auch eine Anregung $S_0 \rightarrow S_2$ möglich (Niveau B"), von wo die Moleküle ebenfalls in kurzer Zeit strahlungslos in Niveau B zurückfallen. Für den Betrieb des Farbstofflasers sind die kurzen Relaxationszeiten für eine Vielzahl von Übergängen in das obere Laserniveau (Niveau B) von großer Bedeutung, da sie einen breiten Wellenlängenbereich für die Pumpstrahlung zulassen.

Nebenzweig dem eigentlichen Laserzyklus für lange Zeit entzogen werden.[1)]

Ein wegen seines hohen Wirkungsgrades ϕ [2)] sehr häufig eingesetzter Laserfarbstoff ist Rhodamin 6 G. An seinem Beispiel soll in Abb. 2 der spektrale Verlauf der Wirkungsquerschnitte von Absorption $\sigma_A(\lambda)$ und induzierter Emission $\sigma_E(\lambda)$ für den Übergang $S_o \leftrightarrow S_1$ dargestellt werden. [3)] Die Wellenlängenverschiebung zwischen beiden Kurven hat ihre Ursache in den strahlungslosen Übergängen $B' \rightarrow B$ und $A' \rightarrow A$. Während $\sigma_A(\lambda)$ direkt gemessen wird, berechnet man $\sigma_E(\lambda)$ aus dem Fluoreszenzprofil $E(\lambda)$ nach der Formel (/6/):

$$\sigma_E(\lambda) = E(\lambda) \cdot \lambda^4 / 8\pi \cdot \tau_1 \, c \, n^2 \qquad (2.1)$$

Dabei sind τ_1^{-1} die Ratenkonstante für den Fluoreszenzübergang $S_1 \rightarrow S_o$, c die Lichtgeschwindigkeit, n der Brechungsindex des Farbstoffs und $E(\lambda)$ das normierte Fluoreszenzprofil. Die Normierung erfolgt mit dem aus Lebensdauer-

---

1) Als weiterer Verlustmechanismus wirkt die Absorption $S_1 \rightarrow S_2$, die im gleichen Wellenlängenbereich auftritt wie die Emission $S_1 \rightarrow S_o$.

2) Gemeint ist der Fluoreszenzwirkungsgrad für $S_1 \rightarrow S_o$, der als Verhältnis von Fluoreszenz-Übergangsrate zur "Gesamt-Entvölkerungsrate" des oberen Niveaus definiert ist.

3) 10^{-4} mol/l-Lösung von Rhodamin 6 G in Wasser mit Zusatz von 2 % Ammonyx LO (Kurven aus /7/). In der vorliegenden Arbeit wurde ebenfalls Rhodamin 6 G in etwa gleicher Konzentration benutzt, allerdings in Methanol gelöst. An dem qualitativen Verlauf der dargestellten Kurven ändert das jedoch nichts.

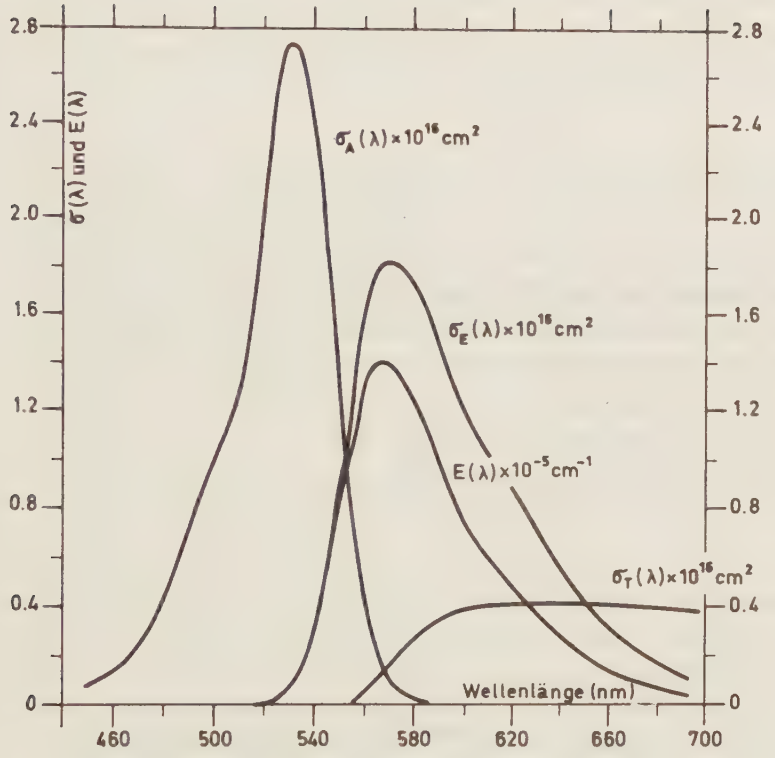


Abb. 2: Wirkungsquerschnitte für Rhodamin 6G (nach /7/)

σ_A : Singulett-Absorption

σ_E : Induzierte Singulett-Emission

E : Normiertes Singulett-Fluoreszenzprofil

σ_T : Triplett-Absorption

messungen bestimmten Wirkungsgrad Φ : $\int E(\lambda)\, d\lambda = \Phi$.
In Abb. 2 sind zusätzlich $E(\lambda)$ und der Wirkungsquerschnitt $\sigma_T(\lambda)$ für Triplettabsorption $T_1 \rightarrow T_2$ dargestellt. Letzterer wurde von Morrow und Quinn für Rhodamin 6 G in Äthanol gemessen /7/. Der Verlauf von $\sigma_T(\lambda)$ ist jedoch kaum vom Lösungsmittel abhängig /8/.

2.2 Verstärkung durch den Farbstoff

Wie im vorigen Abschnitt bereits angegeben, findet der Laserübergang zwischen den Niveaus S_1 und S_0 statt. Betrachtet man zunächst nur diesen Übergang, so ist die Intensitätsverstärkung von Strahlung in einem Farbstoff der Schichtdicke x gegeben durch:

$$I(\lambda, x) = I_0(\lambda) \cdot \exp[\alpha(\lambda) \cdot x] \qquad (2.2)$$

$$\text{mit } \alpha(\lambda) = N_2 \cdot \sigma_E(\lambda) - N_1 \cdot \sigma_A(\lambda) \quad ^{1)} \qquad (2.3)$$

$\alpha(\lambda)$ wird als "Verstärkung" bei der Wellenlänge λ bezeichnet. N_2, N_1 sind die Besetzungsdichten des oberen bzw. unteren Laserniveaus, $\sigma_E(\lambda)$ und $\sigma_A(\lambda)$ die Wirkungsquerschnitte für induzierte Emission bzw. Absorption.

Da auf der langwelligen Flanke zum Teil $\sigma_E(\lambda) > \sigma_A(\lambda)$ gilt, ist für das Erreichen einer positiven Verstärkung die Bedingung $N_2 > N_1$ nicht notwendig. Bei Berücksichtigung der Absorption $S_1 \rightarrow S_2$ und $T_1 \rightarrow T_2$ muß obige Formel modifiziert werden:

---

1) Da nur ein gerichteter Strahl betrachtet wird, ist die spontane Emission vernachlässigbar.

$$\alpha(\lambda) = N_2 \cdot \sigma_E(\lambda) - N_1 \cdot \sigma_A(\lambda) - N_2 \cdot \sigma_{\tilde{A}}(\lambda) - N_T \cdot \sigma_T(\lambda) \qquad (2.4)$$

N_T : Besetzungsdichte in T_1

$\sigma_{\tilde{A}}(\lambda)$: Wirkungsquerschnitt für Absorption $S_1 \rightarrow S_2$

$\sigma_T(\lambda)$: Wirkungsquerschnitt für Absorption $T_1 \rightarrow T_2$

Bei Durchgang durch den Farbstoff nimmt die Zahl der Photonen gemäß Formel (2.2) zunächst exponentiell zu; wenn dann alle in das obere Niveau gepumpten Moleküle durch induzierte Emission abgerufen werden, stellt sich eine Sättigung ein: Die Photonenzahl wächst nur noch proportional zur durchstrahlten Schichtdicke. Weil für einige Farbstoffe $\alpha(\lambda) \cdot x$ recht hohe Werte annehmen kann, kommt es vielfach bereits bei einer "Einweg-Verstärkung" der spontan emittierten Strahlung zu erheblichen Ausgangsintensitäten ("Superstrahlung").

2.3 Rückkopplung durch den Resonator

Setzt man das aktive Medium in einen im einfachsten Fall aus zwei Spiegeln gebildeten Resonator,[1)] so entsteht aus dem "Laserverstärker" durch optische Rückkopplung ein "Laseroszillator".

Die Selbsterregungsbedingung (Laserschwelle) ist dann erreicht, wenn die Intensitätsverstärkung während eines Resonatorumlaufs die auftretenden Verluste V gerade kompen-

---

1) Andere gebräuchliche Konfigurationen sind gefaltete oder "Ring"-Resonatoren.

siert, d.h. wenn gilt:

$$\beta := I/I_o = R_1 \cdot R_2 \, (1-V) \exp\left[\alpha(\lambda) \cdot 2L_K\right] = 1 \qquad (2.5)$$

L_K : Länge der Farbstoffküvette

R_1, R_2: Reflexionsvermögen der Resonatorspiegel

Die Verluste V bestehen im wesentlichen aus zwei Anteilen: V_1 berücksichtigt die Absorption und die Streuung an optischen Komponenten im Resonator, V_2 die Beugung an den Resonatorspiegeln. Bei einer Fehljustierung des Resonators muß noch ein weiterer Verlustanteil V_3 für seitliches Auswandern der Strahlen berücksichtigt werden.

Die einzelnen Anteile setzen sich additiv zu dem Gesamtverlust V zusammen. Ausgehend von Formel (2.5) gilt:

$$1 - V = (1-V_1) \cdot (1-V_2) \Leftrightarrow V = 1 - (1-V_1) \cdot (1-V_2) \qquad (2.6)$$

Daraus folgt für kleine Verluste: $V = V_1 + V_2$. Entsprechendes gilt gegebenenfalls für V_3.

Für alle Wellenlängen λ, für die nach Formel (2.5) $\beta > 1$ gilt, kann an einem teildurchlässigen Resonatorspiegel Laserstrahlung ausgekoppelt werden. Als Einschränkung muß jedoch beachtet werden, daß der Laser durch den Resonator bedingt nur in bestimmten Moden schwingen kann. Die Resonanzwellenlängen λ_{mnq} für den Spezialfall des planparallelen Resonators[1)] mit der Länge L und rechteckigen Spiegeln mit den Seiten a und b sind gegeben durch[2)]:

---

1) In dieser Arbeit wurde ein solcher Resonator benutzt.

2) Die angegebene Gleichung ergibt sich aus der Resonanzgleichung für einen Hohlraumresonator durch Potenzreihenentwicklung unter der Bedingung $q \gg m, n$ (siehe z.B. /9/). Der Brechungsindex im Resonator ist oben o.B.d.A. gleich 1 gesetzt.

$$\frac{2L}{\lambda_{mnq}} = q + \frac{(m+1)^2 L^2}{2\,a^2\,q} + \frac{(n+1)^2 L^2}{2\,b^2\,q} \qquad (2.7)$$

Dabei stehen q, m und n für natürliche Zahlen mit der Nebenbedingung q groß gegen m und n. Moden mit m = n = 0 werden Longitudinal- oder Axialmoden genannt im Gegensatz zu den Transversalmoden mit m, n ≠ 0. Der Abstand zweier Longitudinalmoden beträgt $\Delta\lambda_{LM} \approx \frac{\lambda^2}{2L}$; z.B. ergibt sich für L = 1 m und λ = 590 nm : $\Delta\lambda_{LM} \approx 1.7 \cdot 10^{-4}$ nm (entsprechend ca. 150 MHz). Um die Wellenlänge einer Longitudinalmode gruppieren sich die Wellenlängen mehrerer Transversalmoden. Die Anzahl der auftretenden Moden ergibt sich aus der oben genannten Bedingung $B \gg 1$, wobei berücksichtigt werden muß, daß höhere Transversalmoden durch starke Beugungsverluste häufig unterdrückt werden.

2.4 Optisches Pumpen

Zum Abschluß dieses Kapitels soll kurz auf das optische Pumpen des aktiven Lasermediums eingegangen werden. Für den Laserprozeß müssen die Farbstoffmoleküle in das obere Laserniveau befördert werden. Dies geschieht fast ausnahmslos durch optische Anregung, d.h. die Energie für die Absorptionsübergänge wird durch die Strahlung einer Blitzlampe oder eines anderen Lasers (gepulst oder im Dauerstrichbetrieb) zugeführt. Die Anforderungen an diesen Pumpmechanismus werden entscheidend durch den Singulett-Triplett-Übergang $S_1 \rightarrow T_1$ mit der Ratenkonstanten k_{ST} bestimmt: Nur wenn die Ausgangsleistung der Pumplichtquelle so schnell ansteigt, daß die Laserschwelle nach einer Zeit $t \ll 1/k_{ST}$ erreicht wird, kann die Besetzung in T_1 hinreichend klein gehalten werden, um den Laserprozeß nicht wesentlich zu

beeinflussen. Farbstoffe, die wegen eines großen Wertes von k_{ST} für den Einsatz in einem blitzlampengepumpten Laser ungeeignet sind, können jedoch häufig, z.B. durch einen Stickstofflaser mit hoher Ausgangsleistung (kurze, steil ansteigende Pulse) noch wirksam gepumpt werden. Eine Laserpulsdauer größer als die Lebensdauer τ_T in dem Triplettzustand T_1 (insbesondere Dauerstrichbetrieb) ist unabhängig von der Pumprate nur unterhalb eines bestimmten Wertes für das Produkt $k_{ST} \cdot \tau_T$ möglich. Durch Erhöhung der Relaxationsrate $T_1 \rightarrow S_o$ kann τ_T verringert werden ("triplet quenching"). Dies geschieht z.B. durch Zusatz von O_2 - oder COT[1)]-Molekülen, die durch inelastische Stöße Anregungsenergie übernehmen. Bei Dauerstrichlasern, die mit einem schnellen Flüssigkeitsstrahl ("jet stream") arbeiten, wird zusätzlich der Farbstoff ständig durch frischen ersetzt.

---

1) COT: Cyclooctatetraen

3. Spektrale Einengung und Durchstimmung eines Farbstofflasers

In der vorliegenden Arbeit soll ein schmalbandiger, elektrooptisch schnell durchstimmbarer Farbstofflaser untersucht werden. Nachdem im vorigen Kapitel allgemeine Grundlagen des Farbstofflasers behandelt worden sind, werden in diesem Kapitel als Hintergrund für die spezielle Form der Durchstimmung verschiedene Verfahren diskutiert, die es gestatten, bei einem Farbstofflaser

1. Lasertätigkeit in einem bestimmten Wellenlängenbereich zu erzielen,
2. diesen Bereich auf ein gewünschtes schmales Wellenlängenintervall einzuengen und
3. dieses Intervall in der Wellenlängenskala kontinuierlich durchzustimmen.

Durch eine große Zahl von Farbstoffen kann insgesamt in dem Wellenlängenbereich von ca. 350 nm bis 1200 nm Farbstofflasertätigkeit erreicht werden (ohne Berücksichtigung von Frequenzmischen oder Frequenzverdopplung). Dieser Bereich wird durch die Entdeckung neuer Farbstoffe noch erweitert. Ein einzelner Farbstoff überdeckt einen ca. 10 - 100 nm breiten Bereich, dessen Lage bei Verwendung verschiedener Lösungsmittel geringfügig variiert werden kann. Eine merkliche Verschiebung erreicht man durch das Mischen mehrerer Farbstoffe /10/.

Außer durch den Farbstoff wird der Emissionsbereich durch Parameter des übrigen Lasersystems bestimmt. Dies soll im folgenden auf der Basis der Selbsterregungsbedingung (Formel (2.5)) diskutiert werden /11/:

$$\beta = R_1 \cdot R_2 \,(1-V) \cdot \exp\,(2\, L_k \cdot \alpha(\lambda)) = 1 \qquad (2.5')$$

$$\text{mit} \quad \alpha(\lambda) = N_2 \cdot \sigma_E\,(\lambda) - N_1 \cdot \sigma_A\,(\lambda) \qquad (2.3')$$

R_1, R_2 und V werden als wellenlängenunabhängig angenommen. Bezeichnet man mit m die Anzahl der Farbstoffmoleküle pro Volumeneinheit, so gilt $m = N_1 + N_2$. Damit folgt für α (auf eine explizite Kennzeichnung der Wellenlängenabhängigkeit von α, σ_A und σ_E wird im folgenden aus Gründen der Übersichtlichkeit verzichtet):

$$\alpha = N_2 \cdot (\sigma_E + \sigma_A) - (N_1 + N_2) \cdot \sigma_A$$

$$= N_2 \cdot (\sigma_E + \sigma_A) - m \cdot \sigma_A \qquad (3.1)$$

Um das unbekannte N_2 zu eliminieren, nutzt man die Tatsache aus, daß die Laseroszillation im Maximum der Verstärkung einsetzt, d.h. bei λ mit $\frac{d\alpha}{d\lambda} = 0$:

$$\frac{d\alpha}{d\lambda} = N_2 \cdot \frac{d(\sigma_E + \sigma_A)}{d\lambda} - m \cdot \frac{d\sigma_A}{d\lambda} = 0 \qquad (3.2)$$

$$\Rightarrow N_2 = m \cdot \frac{d\sigma_A \,/\, d\lambda}{d(\sigma_E + \sigma_A)/d\lambda} \qquad (3.3)$$

Damit ergibt (3.1):

$$\alpha = m \cdot \frac{d\sigma_A \,/\, d\lambda}{d(\sigma_E + \sigma_A)/d\lambda} \cdot (\sigma_E + \sigma_A) - m \cdot \sigma_A \qquad (3.4)$$

und eingesetzt in (2.5'):

$$\ln (R_1 \cdot R_2) + \ln (1-V) + 2\, L_K$$

$$+ m \cdot \frac{d\sigma_A/d\lambda}{d(\sigma_E+\sigma_A)/d\lambda} \cdot (\sigma_E+\sigma_A) - m \cdot \sigma_A = 1 \qquad (3.5)$$

$$\Leftrightarrow \frac{d\sigma_A \,/\, d\lambda}{d(\sigma_E+\sigma_A)/d\lambda}\,(\sigma_E + \sigma_A) - \sigma_A$$

$$= \frac{1}{2\, L_K \cdot m} \cdot \left(\ln \frac{1}{R_1 \cdot R_2} + \ln \frac{1}{1-V}\right) \qquad (3.6)$$

Mit bekanntem Verlauf von $\sigma_A(\lambda)$ und $\sigma_E(\lambda)$ (Abb. 2) ist dies bei Vorgabe der Laserparameter eine Bestimmungsgleichung für die Wellenlänge, bei der die Selbsterregung einsetzt. Diese Wellenlänge verschiebt sich zu größeren Werten bei Vergrößerung der Küvettenlänge L_K oder der Farbstoffkonzentration m. In entgegengesetzter Richtung wirkt eine Vergrößerung der Verluste im Resonator oder eine Verminderung der Reflexionsvermögen.

Je weiter oberhalb der Schwelle ($\beta = 1$) der Laser betrieben wird, um so breiter ist im Prinzip der Wellenlängenbereich der Laseremission. Dabei muß beachtet werden, daß die "homogene" Verbreiterung des Verstärkungsprofils des Farbstofflasers zu einer Entvölkerung des oberen Laserniveaus bevorzugt in der Mitte des Verstärkungsprofils und damit zu einem schmaleren Emissionsbereich führt.[1)]

Während die bisherigen Überlegungen dieses Kapitels eine sehr grobe Einengung des gewünschten Spektralbereichs des Farbstofflasers zum Inhalt hatten, soll im folgenden eine stärkere Einengung auf ein schmales Wellenlängenintervall betrachtet werden: Dies erreicht man durch Einsetzen von

---

1) Man spricht von "homogener" Verbreiterung, wenn grundsätzlich alle Moleküle im oberen Laserniveau zur Verstärkung einer Lichtwelle mit einer beliebigen Wellenlänge λ, für die $\beta \geq 1$ gilt, beitragen können. Der Laser schwingt zuerst bei Wellenlängen im Bereich des Maximums der Verstärkungskurve an und baut die Inversion dort wegen des homogenen Profils auch auf Kosten der Randbereiche des Profils ab, bevor sich in diesen eine merkliche Intensität der Strahlung aufbauen kann.

optischen Komponenten mit selektiven Verlusten in den Resonator, die außerhalb des gewünschten Emissionsbereiches ein Anschwingen des Lasers verhindern. Kann man die Wellenlängenabhängigkeit der Verluste verändern, so hat man darüber hinaus die Möglichkeit, den Laser durchzustimmen.[1] Wegen der oben erwähnten homogenen Verbreiterung des Verstärkungsprofils hat eine Einengung der Emissionsbreite des Farbstofflasers eine im Vergleich dazu deutlich geringere Verminderung der Ausgangsleistung zur Folge.

Den gebräuchlichsten Methoden für Einengung und Durchstimmung liegen zwei physikalische Phänomene zugrunde, nämlich die Winkeldispersion und die Interferenz.[2] Zur Ausnutzung der Winkeldispersion kann in den Laserresonator ein Prisma gesetzt werden, welches sich durch relativ geringe optische Verluste (besonders bei Einfallswinkeln nahe dem Brewsterwinkel) und hohe optische Belastbarkeit auszeichnet. Ein drehbarer Resonatorspiegel ermöglicht eine Wellenlängendurchstimmung. Für eine Strahldivergenz von typisch 2 mrad und ein $\frac{dn}{d\lambda}$ des

---

1) Eine spezielle Methode der spektralen Einengung basiert auf einer schmalbandigen Spiegelbedampfung. Hierfür benötigt man zwar keine zusätzlichen Bauteile, hat aber auch nicht die Möglichkeit der Durchstimmung. Daher wird diese Methode kaum angewandt.

2) Auf Verfahren zur Einengung und Durchstimmung, die die Rotationsdispersion /12/ oder spektrales "Distributed Feedback" /13/ ausnutzen, soll nicht explizit eingegangen werden.

Prismas von $1.35 \cdot 10^{-4}$ mm^{-1} ergibt sich eine passive[1)] Bandbreite von 3.7 nm /5/. Eine geringere Bandbreite erzielt man bei Hintereinandersetzen mehrerer Prismen. Speziell im Fall eines Ringlasers können durch die Prismen die Resonatorspiegel ersetzt werden /14, 15/.

Ebenfalls die Winkeldispersion wird bei einem optischen Reflexionsgitter ausgenutzt, das einen der beiden Resonatorspiegel eines Standardresonators ersetzt. Durch Drehen des Gitters erreicht man eine Wellenlängendurchstimmung. Dieses Verfahren wurde erstmals von Soffer und McFarland beschrieben /16/. Aus der Gittergleichung erhält man mit einer Gitterkonstanten d = 1/1200 mm bei einer Strahldivergenz von 2 mrad für λ = 590 nm in erster Ordnung eine passive Bandbreite von 3.1 nm. Dieser Wert kann natürlich mit Herabsetzen der Strahldivergenz durch Aufweitung des Strahlquerschnitts noch verringert werden, wodurch außerdem die optische Belastung des Gitters vermindert wird. Eine Variante stellt das Anbringen eines teildurchlässigen Spiegels vor einem Reflexionsgitter in Form eines "resonanten Reflektors" dar /17/. Auf diese Weise wird im Vergleich zu dem alleinigen Einsatz eines Gitters nicht nur die optische Belastung des Gitters, sondern auch die Bandbreite sowie die Schwelle des Lasers herabgesetzt. Eine weitere Realisierungsmöglichkeit zur Anwendung

---

1) Als "passive" Bandbreite eines optischen Bauteils bezeichnet man üblicherweise die spektrale Breite (meistens Halbwertsbreite), die sich bei Einfach-Durchgang des Lichts ergibt. Dagegen wird die sich bei Mehrfach-Durchgang des Lichts in einem Laserresonator ergebene Breite als "aktive" Bandbreite bezeichnet. Das Verhältnis von aktiver zu passiver Bandbreite hängt davon ab, wie weit oberhalb der Laserschwelle der Laser betrieben wird. Als grober Anhaltspunkt kann der Wert 10 betrachtet werden.

der Dispersion bei einem Gitter bieten holographische Transmissionsgitter /18/.

Die bisher genannten Verfahren gestatten nur ein langsames mechanisches Durchstimmen und sind damit zur Lösung des vorliegenden Problems in Hinblick auf ein instationäres Meßobjekt ungeeignet.

Zu einer Einengung und schnellen Durchstimmung eines Farbstofflasers kann dagegen ein akustooptisches Filter im Resonator dienen: Über einen piezoelektrischen Wandler wird in einen Kristall eine Ultraschallwelle eingekoppelt, die durch den elastooptischen Effekt eine periodische Brechungsindexänderung hervorruft. Bei der transversalen Anordnung[1] hat die Brechungsindexänderung die Wirkung eines Phasengitters. Hutcheson und Hughes /19/ ändern mit diesem akustooptischen Deflektor den Einfallswinkel des Lichts auf ein Reflexionsgitter, das feststehend an Stelle eines Laserspiegels aufgestellt ist. Sie berichten von einer erzielten aktiven Bandbreite von 0.1 - 0.3 nm und einer theoretisch möglichen Durchstimmgeschwindigkeit > 100 nm/μs über einen Bereich von 35 nm. Auch longitudinale Anordnungen[2] sind zum Durchstimmen geeignet: Die Frequenz der Lichtwelle wird durch Frequenzmischen mit der akustischen Welle zu größeren oder

---

1) Dabei steht die Ausbreitungsrichtung des Lichts entweder senkrecht zur Wellennormalen der Ultraschallwelle oder der Winkel zwischen Ausbreitungsrichtung des Lichts und Wellenfront der Ultraschallwelle erfüllt die Bragg-Bedingung.

2) Die Ausbreitungsrichtungen von Licht und Ultraschallwelle fallen zusammen.

kleineren Werten verschoben. Taylor et al. /20/ berichten dabei über eine erzielte aktive Bandbreite von 0.135 nm und einen Durchstimmbereich von 78 nm.

Bezüglich Durchstimmbereich und Durchstimmgeschwindigkeit genügen diese akustooptischen Filter den in Kap. 1 gestellten Anforderungen. Doch sollen mit dem in der vorliegenden Arbeit konzipierten Lyot-Filter geringere Bandbreiten erreicht werden.

Am häufigsten werden wohl Interferenzerscheinungen an einer reflektierenden Doppel- oder Vielfachschicht, die in den Resonator eines Farbstofflasers gesetzt wird, zur Einengung und Durchstimmung ausgenutzt. Auf Grund der Vielstrahlinterferenz weisen solche Anordnungen je nach Bauart bei bestimmten Wellenlängen ausgesprägte Transmissionsmaxima auf. Im Fall eines Interferenzfilters ist üblicherweise die reflektierende Vielfachschicht einseitig auf ein Substrat aus Glas oder Quarz aufgedampft. Oft werden dabei die Transmissionsmaxima mit Ausnahme eines einzelnen durch das Substrat unterdrückt ("Blocking"). Eine Durchstimmung kann allein dadurch erreicht werden, daß das Filter gekippt und so die effektiv durchstrahlte Schichtdicke verändert wird. Auf diese Art ist aber ein schnelles Durchstimmen, wie es hier gefordert wird, nicht erreichbar. Größere Möglichkeiten bietet die reflektierende Doppelschicht eines Fabry-Perot-Interferometers, wenn außer dem Kippwinkel noch der Brechungsindex oder der Abstand zwischen den beiden Schichten variiert werden kann. Die Wellenlänge eines Transmissionsmaximums ist durch die Gleichung gegeben:

$$\Delta = m \cdot \lambda \quad ; \quad m: \text{ Ordnung der Interferenz} \tag{3.7}$$

$$\text{mit } \Delta = 2\,d \cdot \frac{n - \sin^2\alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha}} \tag{3.8}$$

Der spektrale Abstand zweier Maxima wird gewöhnlich mit "freier Spektralbereich" ("Free Spectral Range", abgekürzt FSR) bezeichnet und beträgt:

$$\Delta\lambda_{FSR} = \frac{\lambda^2}{\Delta} \tag{3.9}$$

In Formel (3.8) ist d der Abstand und n der Brechungsindex zwischen den reflektierenden Schichten; α ist der Einfallswinkel der auftreffenden Strahlung.

Eine Möglichkeit der Durchstimmung besteht darin, daß der Brechungsindex durch zwischen die beiden Schichten eingelassenes Gas verändert wird /21/. Dies kann jedoch nicht mit der hier geforderten Geschwindigkeit geschehen.

Zum schnellen Durchstimmen wird der Abstand der beiden Platten, auf die die reflektierenden Schichten aufgedampft sind, piezoelektrisch verändert. In kommerziellen Geräten erreicht man damit eine Geschwindigkeit für zeitlich lineares Durchstimmen von typisch einem freien Spektralbereich pro 5 ms. Cooper und Greig /22/ berichten von einer apparativ aufwendigen Anordnung, bei der eine Platte piezoelektrisch in Resonanzschwingungen versetzt wird: Sie erzielen eine maximale Durchstimmgeschwindigkeit von etwa einem freien Spektralbereich pro 10^{-7} s.

Wenn auch diese Geschwindigkeit den hier gestellten Anforderungen gerade genügen würde, sollte doch mit dem in der vorliegenden Arbeit zu realisierenden Konzept eines Lyot-Filters

bei experimentell geringerem Aufwand eine noch höhere Geschwindigkeit für zeitlich lineares Durchstimmen zu erzielen sein. Die Grundlagen des Lyot-Filters werden ausführlich in Kap. 5 beschrieben. Im wesentlichen ist das Lyot-Filter ein Polarisationsinterferometer, in dem zwei Lichtwellen zur Interferenz gebracht werden, die in einem doppelbrechenden Kristall in unterschiedlichen Polarisationsrichtungen verschiedene optische Wege zurückgelegt haben. Der Gangunterschied läßt sich elektrooptisch verändern und gestattet so eine schnelle Durchstimmung.

4. Doppelbrechende Kristalle und elektrooptischer Effekt

Bevor im nächsten Kapitel die Wirkungsweise eines Lyot-Filters - als hier benutzter Anordnung zur spektralen Einengung und Durchstimmung - erläutert werden soll, werden in diesem Kapitel als Grundlage dazu die wesentlichen Fakten über doppelbrechende Kristalle und den elektrooptischen Effekt zusammengestellt.

Das optische Verhalten eines Kristalles läßt sich durch das Brechungsindexellipsoid (oder auch Indikatrix) beschreiben. Die Längen der drei halben Hauptachsen des Ellipsoids sind gleich den drei Hauptbrechungsindices. Legt man eine Ebene, die senkrecht zur Wellennormalen des einfallenden Lichts steht, durch die Mitte des Ellipsoids, so stellt die Schnittfläche eine Ellipse dar, deren halbe Hauptachsen die Größe der Brechungsindices für die beiden zugehörigen Polarisationsrichtungen angeben. In allgemeiner Form läßt sich die Gleichung des Brechungsindexellipsoids schreiben:

$$\sum_{i,j=1}^{3} \frac{1}{n_{ij}^2}\, x_i\, x_j = 1 \qquad (4.1)$$

Die n_{ij} werden als die (allgemeinen) Brechungsindices bezeichnet. Durch die Wirkung eines elektrischen Feldes $\vec{E}$ wird das Ellipsoid verformt:

$$\sum_{i,j,k,l=1}^{3} \left(\frac{1}{n_{ij}^2} + \bar{r}_{ijk}\, E_k + R_{ijkl}\, E_k\, E_i\right) x_i\, x_j = 1 \qquad (4.2)$$

Dabei sind die $\bar{r}_{ijk}$ die Komponenten des linearen elektrooptischen Tensors.

Dieser beschreibt den linearen ("Pockels"-)Effekt, der nur bei Kristallen ohne Symmetriezentrum auftritt. Die R_{ijkl} sind die Komponenten des quadratischen elektrooptischen Tensors: Der quadratische ("Kerr"-)Effekt macht sich vor allem bei Kristallen mit Symmetriezentrum bemerkbar; bei Kristallen ohne Symmetriezentrum wird er bis zu sehr hohen Feldstärken durch den linearen Effekt überdeckt. Terme höherer Ordnung können ganz vernachlässigt werden. Wegen des hier verwendeten KD*P[1] soll die weitere Betrachtung auf den linearen Effekt beschränkt bleiben. Die Kristalle, die den linearen elektrooptischen Effekt zeigen, sind auch piezoelektrisch. Zu dem direkten Effekt auf die Brechungsindices durch das elektrische Feld kommt daher durch den (inversen) piezoelektrischen Effekt noch ein weiterer Anteil, der außerhalb der akustischen Resonanzen konstant ist.

$$\bar{r}_{ijk} = \bar{r}'_{ijk} + p_{ijlm} \cdot d_{klm}$$

$\bar{r}_{ijk}$: reiner elektrooptischer Tensor; p_{ijlm}: elastooptischer Tensor; d_{klm}: piezoelektrischer Tensor

Man unterscheidet zwischen zwei möglichen Auswirkungen: bei einem frei-gelagerten Kristall kommt es zu Verformungen, bei einem festgeklemmten Kristall zu Verspannungen; beides bewirkt schließlich eine Änderung der Brechungsindices.

---

1) KD*P (KD_2PO_4) gehört dem tetragonalen Kristallsystem (ohne Symmetriezentrum), speziell der tetragonal-skalenoedrischen Klasse $\bar{4}2$ m, an. Im Vergleich zum häufiger benutzten KDP (KH_2PO_4) zeigt KD*P, in dem der Wasserstoff durch Deuterium ersetzt ist, einen größeren elektrooptischen Effekt (siehe nächste Seite).

Einen großen linearen elektrooptischen Effekt zeigen die Ferroelektrika[1)], zu denen auch KD*P gehört. Oberhalb der Curietemperatur T_c gilt für sie das Curie-Weißsche Gesetz: $\chi = \varepsilon - 1 \sim \frac{1}{T-T_c}$, dabei ist χ die Suszeptibilität und ε die relative Dielektrizitätskonstante. Da die Größe des elektrooptischen Effekts proportional zur Suszeptibilität ist, wäre für einen großen elektrooptischen Effekt ein T_c geringfügig unterhalb Zimmertemperatur günstig; dabei würde man allerdings auch eine starke Temperaturempfindlichkeit in Kauf nehmen müssen. Für KD*P (ca. 99 % deuteriert) wird ein Wert T_c = 222 K angegeben. Für KDP liegt der Wert bei nur 123 K /23/.

Im folgenden soll das Brechungsindexellipsoid von KD*P, dem in der vorliegenden Arbeit eingesetzten Kristalltyp, näher betrachtet werden. In diesem Fall ist das Ellipsoid rotationssymmetrisch, und seine Rotationsachse wird kristallographische Hauptachse (oder optische Achse des Kristalls) genannt. Die Gleichung dieses Brechungsindexellipsoids lautet in Hauptachsenform:

$$\frac{x_1^2}{n_o^2} + \frac{x_2^2}{n_o^2} + \frac{x_3^2}{n_e^2} = 1 \qquad (4.4)$$

Für Lichtwellen, die sich in Richtung der Hauptachse x_3 fortpflanzen, ist für beliebige Polarisationsrichtungen der Brechungsindex n_o wirksam. Da es nur diese eine Achse der Isotropie gibt, spricht man von optisch einachsigen Kristallen.

---

1) Ferroelektrisch für $T < T_c$, paraelektrisch für $T > T_c$

Für Lichtwellen, die in Richtung der kristallographischen Hauptachse polarisiert sind, wird der mit n_e bezeichnete Brechungsindex wirksam. Da für KD*P (und auch KDP) $n_e < n_o$ gilt, zählt es zu den optisch negativen Kristallen.

Die Wirkung eines elektrischen Feldes läßt sich an Hand des Brechungsindexellipsoids und des linearen elektrooptischen Tensors beschreiben. Da physikalische Eigenschaften von Kristallen invariant gegenüber Symmetrieoperationen sind, gibt es für KD*P (allgemein für Kristalle der Klasse $\bar{4}2$ m) nur drei nichtverschwindende Tensorkomponenten:

$$\bar{r}_{231} = \bar{r}_{132} \text{ und } \bar{r}_{123}.$$

Üblicherweise benutzt man eine Nomenklatur /24/, bei der die beiden ersten Indices der r_{ijk} zusammengefaßt werden:

$$\bar{r}_{231} \rightarrow r_{41}$$

$$\bar{r}_{132} \rightarrow r_{52}$$

$$\bar{r}_{123} \rightarrow r_{63}$$

Bei KD*P ist r_{63} die größte Komponente; deshalb ist es sinnvoll, für eine möglichst effektive Ausnutzung des elektrooptischen Effektes eine Feldstärke $\vec{E} = (0, 0, E_3)$ - d.h. eine Feldstärke in Richtung der kristallographischen Hauptachse - auf den Kristall wirken zu lassen. Das ergibt für das Brechungsindexellipsoid:

$$\frac{x_1^2}{n_o^2} + \frac{x_2^2}{n_o^2} + \frac{x_3^2}{n_e^2} + 2\, r_{63}\, E_3\, x_1\, x_2 = 1 \qquad (4.5)$$

Um diese Gleichung auf Diagonalform zu bringen, führt man eine Drehung des Koordinatensystems um x_3 mit einem Drehwinkel von 45^0 aus[1]. Dabei ergibt sich:

$$\left(\frac{1}{n_o^2} + r_{63} E_3\right) x_1'^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} - r_{63} E_3\right) x_2'^2 + \frac{1}{n_e^2} x_3'^2 = 1 \tag{4.6}$$

Definiert man nun die Brechungsindexänderung Δn gegenüber dem feldfreien Kristall durch die Gleichung:

$$\frac{x_1'^2}{(n_o - \Delta n)^2} + \frac{x_2'^2}{(n_o + \Delta n)^2} + \frac{x_3'^2}{n_e^2} = 1, \tag{4.7}$$

so erhält man für $n_o \gg \Delta n$:

$$\Delta n = \frac{1}{2} n_o^3 r_{63} E_3. \tag{4.8}$$

Die Brechungsindexänderung Δn ist also proportional zu der herrschenden Feldstärke E_3 und dem "elektrooptischen Koeffizienten" r_{63}.

Durch Einwirkung einer elektrischen Feldstärke wird der Kristall zweiachsig, d.h. es gibt zwei Achsen der Isotropie (anders ausgedrückt: zwei Schnitte durch das Brechungsindexellipsoid sind Kreise). Abb. 3 stellt schematisch die Änderung des Ellipsoids unter dem Einfluß einer elektrischen Feldstärke E_3 dar.

---

1) $x_1' = x_1 \cos 45^0 + x_2 \sin 45^0$;
$x_2' = -x_1 \sin 45^0 + x_2 \cos 45^0$; $x_3' = x_3$

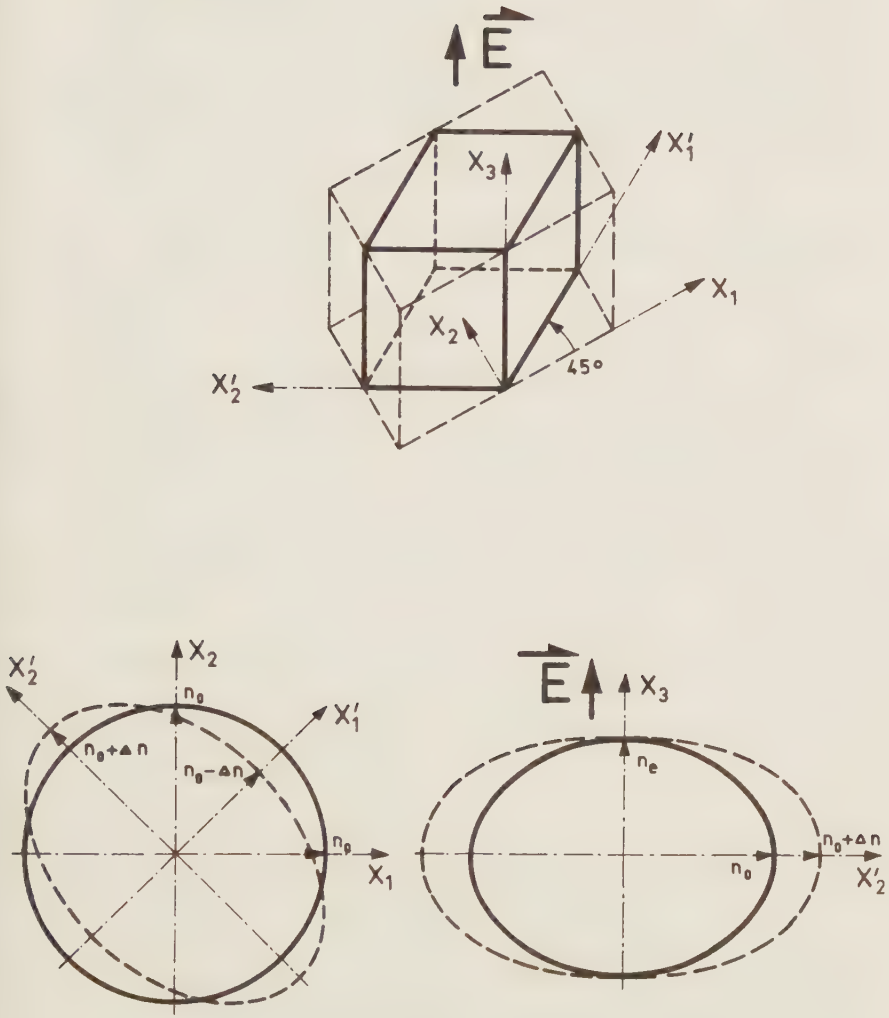


Abb. 3 : Kristallschnitt und Brechungsindexellipsoid von KD*P

Betrachtet man den Frequenzverlauf des elektrooptischen Effekts, so stellt man fest, daß oberhalb einer bestimmten Frequenz der elektrischen Feldstärke der piezoelektrische Anteil wegen der Trägheit verschwindet.[1] Der reine elektrooptische Effekt, der spezielle bei KD*P bzw. KDP auf eine Verschiebung der Deuterium- bzw. Wasserstoff-Atome zurückgeführt wird, die als Brücken zwischen den PO_4-Tetraedern angeordnet sind /25/, tritt bis zu Frequenzen von etwa 10^{12} Hz auf /26/.

1) Für KDP liegt diese Frequenz zwischen 10^5 und 10^6 Hz /27/.

5. Grundlagen des Lyot-Filters

Die doppelbrechenden und elektrooptischen Eigenschaften von KD*P lassen sich ausnutzen, um ein Lyot-Filter zur spektralen Einengung und Durchstimmung eines Farbstofflasers aufzubauen.

Ein Lyot-Filter ist ein Polarisationsinterferometer; seine einfachste Anordnung besteht aus einem doppelbrechenden Kristall, der von zwei Polarisatoren eingeschlossen ist. Die Polarisationsrichtungen der beiden Polarisatoren stehen im allgemeinen parallel zueinander und parallel zu der Winkelhalbierenden zwischen zwei Hauptachsen des Brechungsindexellipsoids. Die auf den Kristall treffende linear polarisierte Lichtwelle spaltet sich in zwei gleiche Anteile auf, die im Kristall unterschiedliche optische Wege zurücklegen. Nach Durchgang durch den zweiten Polarisator sind Interferenzen zu beobachten.

Beschränkt man die Betrachtung auf das hier verwendete KD*P, und will man außerdem noch den größten auftretenden elektrooptischen Koeffizienten r_{63} ausnutzen, so gibt es dafür zwei Möglichkeiten:

1. Longitudinale Anordnung
Die Lichtwelle durchsetzt den Kristall in x_3-Richtung (= Richtung des angelegten elektrischen Feldes) und besitzt Komponenten in x_1'- und x_2'-Richtung mit den wirksamen Brechungsindices $n_o - \Delta n$ und $n_o + \Delta n$. Bei nicht verschwindender Feldstärke E_3 besitzen beide Komponenten nach Durchlaufen des Kristalles einen von E_3 abhängigen Gangunterschied.

2. Transversale Anordnung

Die Lichtwelle durchsetzt den Kristall in x_1'- (oder x_2'-)Richtung mit Komponenten in x_2'- (bzw. x_1'-) und x_3-Richtung. Die wirksamen Brechungsindices sind $n_o + \Delta n$ (bzw. $n_o - \Delta n$) und n_e. Nach Durchlaufen des Kristalls besitzen beide Komponenten einen von E_3 abhängigen Gangunterschied. Im Gegensatz zur longitudinalen Anordnung bleibt ein Brechungsindex, nämlich n_e, dabei konstant.

Wegen praktischer Vorteile, die in Kap. 7.2 näher diskutiert werden, wird im Experiment nur die transversale Anordnung eingesetzt. Daher soll diese im folgenden ausschließlich betrachtet werden. Die Phasendifferenz der beiden Komponenten nach Durchlaufen eines Kristalls der Länge l (in x_1'-Richtung) beträgt:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot l \, (n_o - \Delta n - n_e) \qquad (5.1)$$

mit $\Delta n = \frac{1}{2} n_o^3 \, r_{63} \, E_3$ (siehe Gleichung (4.8)).

Das führt zu folgender Transmissionsfunktion (Zweistrahlinterferenz):

$$T = \cos^2 \frac{\Delta\varphi}{2} = \cos^2 \left[\frac{\pi}{\lambda} \cdot l \, (n_o - \Delta n - n_e) \right] \quad ^{1)} \qquad (5.2)$$

Transmissionsmaxima ergeben sich für:

$$\frac{\Delta\varphi}{2} = m \cdot \pi \quad \Leftrightarrow \quad \frac{l}{\lambda} (n_o - \Delta n - n_e) = m; \qquad (5.3)$$

m: Ordnung der Interferenz

---

1) Andere Absorptionsverluste, die in dem betrachteten Wellenlängenbereich kaum selektiv sind, sind für die hier angestellten Überlegungen nicht von Bedeutung.

In Abhängigkeit von λ ergibt sich also ein System von nahezu äquidistanten Transmissionsmaxima[1].

Der Abstand zweier Transmissionsmaxima (freier Spektralbereich) beträgt:

$$\Delta\lambda_{FSR} = \frac{\lambda_1 \cdot \lambda_2}{l\,(n_o - \Delta n - n_e)} \approx \frac{\lambda^2}{l\,(n_o - \Delta n - n_e)}$$

$$\approx \frac{\lambda^2}{l\,(n_o - n_e)} \qquad \text{für } n_o - n_e \gg \Delta n \text{ [2]} \qquad (5.4)$$

Die passive Halbwertsbreite $\Delta\lambda_{HWB}$ der $\cos^2$-förmigen Transmissionsfunktion ist gleich dem halben freien Spektralbereich $\Delta\lambda_{FSR}$. Definiert man - wie zur Charakterisierung des Auflösungsvermögens eines Spektralapparates üblich - die Finesse F als Quotient aus $\Delta\lambda_{FSR}$ und $\Delta\lambda_{HWB}$, so ergibt sich F = 2. Dieser Wert ist relativ klein und damit ungünstig. Setzt man das Lyot-Filter jedoch in den Resonator eines Farbstofflasers, so verringert sich wegen des Mehrfachdurchganges des Lichts durch das Filter die Halbwertsbreite, und

---

1) Exakt äquidistant sind die Transmissionsmaxima nur in der Frequenzdarstellung.

2) Betrachtet man bei einem KD*P-Kristall (Länge 20 mm, Dicke 7 mm) für λ = 590 nm eine maximale Wellenlängenverschiebung um einen vollen freien Spektralbereich, so beträgt $\Delta n \approx 3 \cdot 10^{-5}$. (Dafür ist eine Gleichspannung von ca. 4 kV nötig). Da $n_o - n_3 \approx 4 \cdot 10^{-2}$, ist die Bedingung $n_o - n_e \gg \Delta n$ erfüllt.

die Finesse vergrößert sich um etwa eine Größenordnung (siehe Fußnote S. 19)[1],

Die Lage eines Transmissionsmaximums läßt sich durch Variation von l oder Δn verschieben. Im ersten Fall ändert sich durch Kippen des Kristalls die effektive (durchstrahlte) Kristallänge l. Gut überschaubar ist dabei eine Drehung um die x_3-Achse, da bei ihr die wirksamen Brechungsindices konstant bleiben.

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta l}{l} = \frac{l+\Delta l}{l} - 1 = (\cos\alpha_i)^{-1} - 1 \qquad (5.5)$$

Dabei ist α_i der Winkel, um den der Kristall gegen die Strahlrichtung (im Kristall) gedreht wird. Natürlich kann durch dieses mechanische Verfahren ein schnelles Durchstimmen im allgemeinen nicht erreicht werden. Dafür bietet sich aber die Änderung von Δn durch Ausnutzen des elektrooptischen Effekts an:

$$m = \frac{l}{\lambda}(n_o - n_e) = \frac{l}{\lambda - \Delta\lambda} \cdot (n_o - n_e - \Delta n) \qquad (5.6)$$

m: Ordnung der Interferenz

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{n}{n_o - n_e}$$

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{1}{2}\frac{n_o^3}{n_o - n_e} \cdot r_{63} \cdot E_3 \qquad (5.7)$$

---

1) Eine verwandte Anordnung mit erhöhter Finesse stellt ein doppelbrechendes Fabry-Perot-Etalon dar, bei dem die beiden gegenüberliegenden Stirnflächen zusätzlich mit einer reflektierenden Schicht bedampft sind. Okada et al. /28/ berichten von einem damit - jedoch nicht elektrooptisch schnell - durchgestimmten Farbstofflaser.

Die relative Wellenlängenverschiebung ist also unabhängig von der Kristallänge l. Ist d die Kristalldicke in x_3-Richtung, so gilt für die angelegte Spannung: $U_3 = E_3 \cdot d$. Die Spannung, die eine Verschiebung um einen freien Spektralbereich bewirkt, beträgt:

$$\tilde{U}_3 = 2 \frac{\lambda}{n_o^3 \cdot r_{63}} \cdot \frac{d}{l} \quad ^{1)} \qquad (5.8)$$

Fügt man, wie bei Walther und Hall /29/ beschrieben, der bisher betrachteten einstufigen Lyot-Filter-Anordnung eine weitere Stufe hinzu (siehe Abb. 4 b) und 5 b)), so kann man die Breite der Transmissionsmaxima verringern, wenn die Kristallänge der zweiten Stufe ein ganzzahliges Vielfaches der ersten ist. Der Abstand der Hauptmaxima ist durch die Länge des kürzeren, ersten Kristalls, ihre Breite im wesentlichen durch die Länge des zweiten Kristalls gegeben. (Der gleiche Effekt wird bekannterweise bei der Anwendung eines Doppel-Fabry-Perot-Interferometers erzielt). Bei Einsetzen eines zweistufigen Lyot-Filters in den Resonator eines Farbstofflasers läßt sich bei geeigneter Wahl der Laserschwelle das Anschwingen auf den Nebenmaxima unterdrücken; gleichzeitig wird die Breite der emittierten Laserlinie durch den bereits genannten Resonatoreffekt noch weiter verringert (siehe Abb. 6).

---

1) Bei Verwendung der gleichen Anordnung als elektrooptischer Modulator für einen Laser einer festen Wellenlänge wäre $\tilde{U}_3/2$ nötig, um von maximaler auf minimale Transmission zu schalten. Diese Spannung wird häufig als Halbwellenspannung U_H bezeichnet, weil mit ihr ein Gangunterschied von $\lambda/2$ erreicht wird.

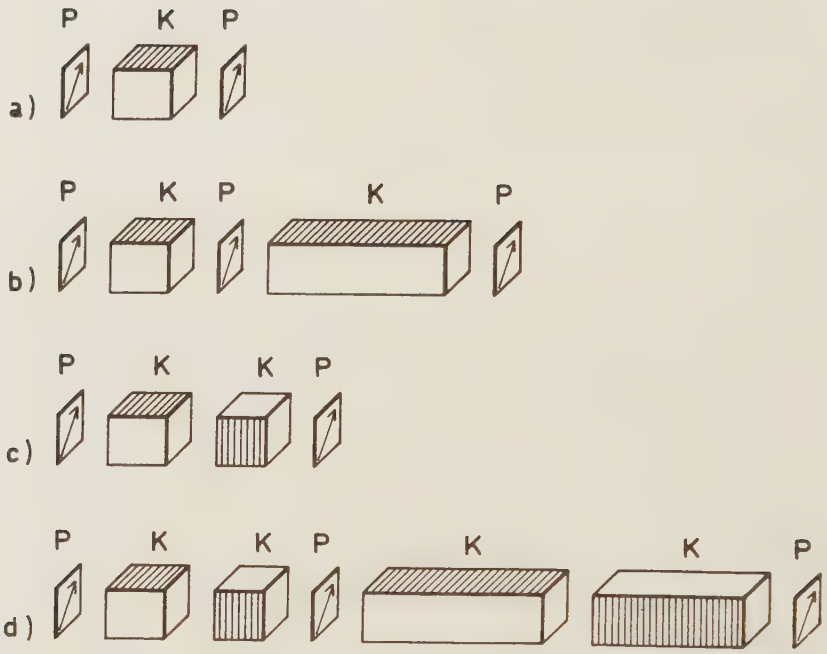


Abb. 4: Lyot – Filter (schematisch)

a) Einstufige Normalanordnung
b) Zweistufige Normalanordnung
c) Einstufige Differenzanordnung
d) Zweistufige Differenzanordnung

K: KD*P - Kristall (Elektroden schraffiert)
P: Polarisator

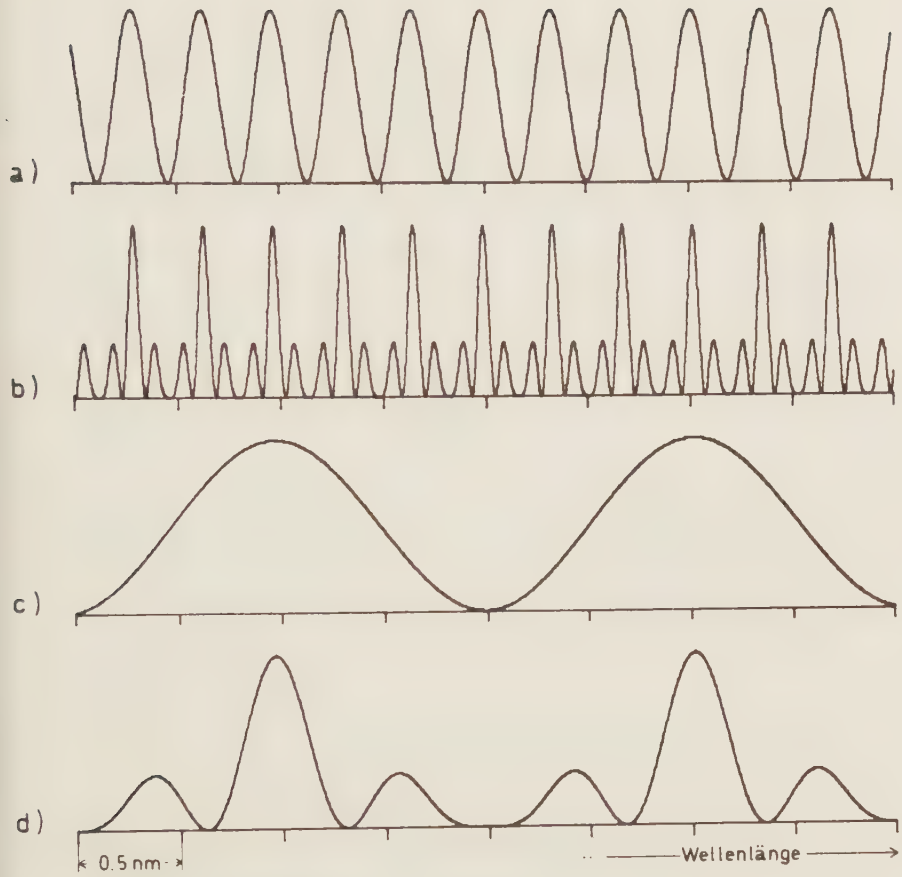


Abb. 5: Transmissionskurven von KD*P-Lyot-Filtern (berechnet)

a) Einstufige Normalanordnung : $l = 24$ mm
b) Zweistufige Normalanordnung : $n = 3$; $l = 24$ mm
c) Einstufige Differenzanordnung : $l_1 = 24$ mm; $l_2 = 20$ mm
d) Zweistufige Differenzanordnung : $n = 3$; $l_1 = 24$ mm; $l_2 = 20$ mm

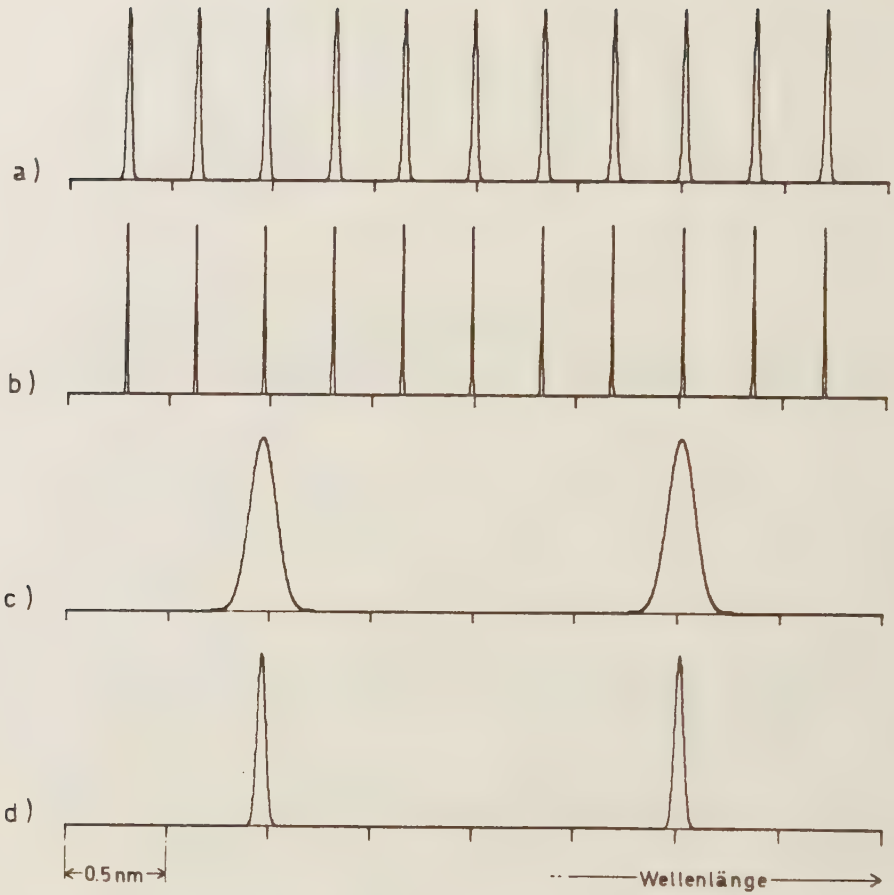


Abb. 6: Emissionsspektren des Farbstofflasers mit KD*P-Lyot-Filtern (berechnet)

a) Einstufige Normalanordnung: $l = 24\,mm$

b) Zweistufige Normalanordnung: $n = 3$; $l = 24\,mm$

c) Einstufige Differenzanordnung: $l_1 = 24\,mm$; $l_2 = 20\,mm$

d) Zweistufige Differenzanordnung: $n = 3$; $l_1 = 24\,mm$; $l_2 = 20\,mm$

Da bei der elektrooptischen Durchstimmung $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ unabhängig von der Kristallänge ist, gewährleistet eine an beide Kristalle gelegte Spannung eine synchrone Durchstimmung.

Walther und Hall /29/ verwendeten die zweistufige Lyot-Filter-Anordnung in einem Farbstofflaserresonator zusammen mit einem Reflexionsgitter an Stelle eines Resonatorspiegels. Ihr besonderes Ziel war eine geringe Linienbreite; sie erreichen dabei einen Wert von $1 \cdot 10^{-3}$ nm. Mit einer variablen Gleichspannung kann von Puls zu Puls die Laserwellenlänge um maximal einen freien Spektralbereich von 0.4 nm durchgestimmt werden. Ein schnelles Durchstimmen innerhalb eines Laserpulses wurde von den Autoren nicht vorgenommen.

Zu einer anderen Modifikation einer Lyot-Filter-Anordnung gelangt man, wenn ein großer freier Spektralbereich gefordert wird. Die Herstellung von Kristallen geringer Länge - die einen solchen zur Folge hätte - macht einige Schwierigkeiten; außerdem würde ein angelegtes elektrisches Feld starke Inhomogenitäten zeigen.

Zur Lösung dieses Problems hat Gerlach /30/ eine Anordnung aus zwei Kristallen mit den gut herstellbaren Längen l_1 und l_2 beschrieben. Die optischen Achsen der beiden Kristalle stehen senkrecht aufeinander: Der "ordentliche" Strahl des ersten Kristalls wird zum "außerordentlichen" des zweiten Kristalls und umgekehrt. Ferner zeigt die Feldstärke E_3 beim ersten Kristall in $+ x_3$-Richtung, beim zweiten in $- x_3$-Richtung. Dann beträgt die Phasendifferenz der beiden Strahlkomponenten nach Durchlaufen der zwei Kristalle:

$$\Delta\delta = \frac{2\pi}{\lambda}\left[l_1\,(n_o-\Delta n) + l_2\cdot n_e\right] - \frac{2\pi}{\lambda}\left[l_1\cdot n_e + l_2\,(n_o+\Delta n)\right]$$

$$= \frac{2\pi}{\lambda}\left[(l_1-l_2)\,(n_o-n_e) - (l_1+l_2)\cdot\Delta n\right] \qquad (5.9)$$

mit $\Delta n = \frac{1}{2}\,n_o^{\,3}\,r_{63}\,E_3$; o.B.d.A. sei $l_1 > l_2$.

Damit ergibt sich folgende Transmission:

$$T = \cos^2\left\{\frac{\pi}{\lambda}\left[(l_1-l_2)\,(n_o-n_e) - (l_1+l_2)\,\Delta n\right]\right\}$$

$$\approx \cos^2\left\{\frac{\pi}{\lambda}\,(l_1-l_2)\,(n_o-n_e)\right\} \quad \text{für } \Delta n \ll \frac{l_1-l_2}{l_1+l_2}\,(n_o-n_e)^{1)} \qquad (5.10)$$

Die gleiche Transmissionsformel würde sich bei der anfangs beschriebenen "Normalanordnung" für einen Kristall der Differenzlänge $l_1 - l_2$ ergeben. Im Vergleich zur "Normalanordnung" wurde die hier beschriebene deshalb als "Differenzanordnung" bezeichnet. Für den Abstand zweier Transmissionsmaxima folgt:

$$\Delta\lambda_{FSR} = \frac{\lambda^2}{(l_1-l_2)\cdot(n_o-n_e)} \qquad (5.11)$$

Bei verhältnismäßig frei wählbaren absoluten Längen l_1 und l_2 kann man leicht einen kleinen Wert für $l_1 - l_2$ erreichen, um damit der Forderung nach einem großen freien Spektralbereich zu genügen. Die mechanische Wellenlängendurchstimmung durch Kippen der längeren (l_1) bzw. kürzeren (l_2) Kristalleinheit um die x_3-Achse kann entsprechend Formel (5.5) folgendermaßen dargestellt werden:

---

1) Bei den in der vorliegenden Arbeit verwendeten Kristalllängen von $l_1 = 24$ mm und $l_2 = 20$ mm ist Δn selbst bei einer Wellenlängenverschiebung um einen vollen freien Spektralbereich um zwei Größenordnungen kleiner als $\frac{l_1 - l_2}{l_1 + l_2}\cdot(n_o - n_e)$.

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{l_1}{l_1-l_2} \; (\cos\alpha_i)^{-1} - 1 \quad \text{bzw.}$$

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{l_2}{l_1-l_2} \; (\cos\alpha_i)^{-1} - 1 \qquad (5.12)$$

Einen besonderen Vorteil zeigt die Differenzanordnung bei der elektrooptischen Durchstimmung:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{l_1+l_2}{l_1-l_2} \; \frac{n_o^{\,3} \, r_{63}}{2\,(n_o-n_e)} \cdot E_3 \qquad (5.13)$$

Mit gleicher Feldstärke ist die Wellenlängenverschiebung um den Faktor $\frac{l_1+l_2}{l_1-l_2}$ größer als bei einer Normalanordnung. Den absoluten Längen l_1 und l_2 sind nach oben technologisch Grenzen gesetzt, doch kann man durch eine kleine Differenz $l_1 - l_2$ einen großen Durchstimmbereich erzielen. Dies bedingt allerdings eine größere Breite der Transmissionsmaxima, da die Finesse konstant ist.

So erreicht Gerlach /30/ mit einer einstufigen Differenzanordnung bei einem freien Spektralbereich von ca. 30 nm eine aktive Halbwertsbreite von ca. 1.5 nm, was für das hier anstehende Problem jedoch deutlich zu hoch ist. Es gelingt ihm vor allem wegen des kleinen Wertes von $l_1 - l_2$ eine elektrooptische Durchstimmung in ca. 0.6 µs über einen Wellenlängenbereich von 20 nm; allerdings ist diese Durchstimmung nicht linear.

Kopainsky /31/ benutzt einen Farbstofflaser mit einer solchen einstufigen Differenzanordnung für Streumessungen an einem Wasserstoff-Kaskadenbogen zur Bestimmung der Elektronentemperatur. Er berichtet von einer Laserlinie mit einer

Breite von 0.74 nm, die er mit einer sinusförmigen Spannung in ca. 2 µs über einen freien Spektralbereich von 22 nm durchstimmt. Auch diese Spezifikationen genügen nicht den hier gestellten Anforderungen.

In der vorliegenden Arbeit muß zwischen gleichzeitig großem Durchstimmbereich und kleiner Halbwertsbreite ein Kompromiß gefunden werden. Darüber hinaus ist es für diese Zielsetzung günstig, die oben beschriebenen Lyot-Filter-Anordnungen zu einer zweistufigen Differenzanordnung zu kombinieren. Eine solche zweistufige Differenzanordnung wird hier zum ersten Mal eingesetzt und zur schnellen elektrooptischen Durchstimmung eines Farbstofflasers verwendet.

In Form einer Übersicht zeigt Abb. 4 schematisch den Aufbau der vier verschiedenen oben genannten Lyot-Filter-Anordnungen: Ausgehend von einer einstufigen Normalanordnung werden durch schrittweise Erweiterung bzw. Änderung eine zweistufige Normalanordnung, eine einstufige Differenzanordnung und eine zweistufige Differenzanordnung zusammengesetzt. Diese vier Anordnungen wurden in der vorliegenden Arbeit auch im Experiment verwendet. Die Kristallängen in der graphischen Darstellung sind maßstäblich zu denen im Experiment (Überlegungen zur Dimensionierung siehe Kap. 7.).

In Abb. 5 sind die Transmissionskurven der einzelnen Filter-Anordnungen dargestellt: Aufgetragen ist jeweils die theoretisch bestimmte Transmission in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Dabei ist eine Einfach-Durchstrahlung mit einer Lichtquelle angenommen, die in dem betrachteten Spektralbereich mit konstanter Intensität emittiert. Man erkennt, daß die Erweiterung um die zweite Stufe jeweils den Abstand der

Hauptmaxima konstant läßt, ihre Breite jedoch verringert. Im Vergleich zur Normalanordnung zeigt die Differenzanordnung einen größeren Abstand der (Haupt-)Maxima und wegen der konstanten Finesse damit verbunden auch eine größere Breite. Auf eine Darstellung der unter Ausnutzung des elektrooptischen Effekts verschobenen Transmissionskurven ist an dieser Stelle aus Gründen der Übersichtlichkeit verzichtet worden.

Die nächste graphische Darstellung (Abb. 6) stellt den theoretischen Verlauf der Emissionsspektren eines Farbstofflasers dar, wenn die vier verschiedenen Lyot-Filter-Anordnungen in seinen Resonator gesetzt worden sind. Dabei ist in Analogie zu oben angenommen, daß der Farbstofflaser ohne Lyot-Filter in dem betrachteten Spektralbereich mit konstanter Intensität emittiert. Es ergibt sich eine deutliche Verringerung der Breite der Maxima gegenüber der aus Abb. 5. Dies hat seinen Grund hauptsächlich[1)] in dem Mehrfach-Durchgang des Lichts durch das Lyot-Filter im Resonator. Zur Abschätzung kann eine Verringerung der Breite um etwa den Faktor 10 angenommen werden (siehe Fußnote S. 19). Die in Abb. 5 vorhandenen Nebenmaxima sind durch den Mehrfach-Durchgang ganz unterdrückt.

---

1) Zur Bestimmung der hier dargestellten Kurven ist nur dieser Effekt berücksichtigt worden. In praxi ist die Breite im allgemeinen wegen des homogenen Verstärkungsprofils des Farbstofflasers noch geringer (siehe Fußnote S. 17).

6. Aufbau des Farbstofflasers (ohne Lyot-Filter)

Bei dem hier verwendeten Farbstofflaser, der Grundeinheit der durchstimmbaren Lichtquelle, handelt es sich um ein nach bekannten Prinzipien konstruiertes kommerzielles Gerät [1]. Es sollen deshalb nicht Details des Aufbaus, sondern nur charakteristische Merkmale beschrieben werden.

Der Farbstofflaser ist blitzlampengepumpt und besitzt einen doppeltelliptischen Laserkopf [2] mit zwei Blitzlampen. Die Farbstoffküvette hat eine Länge von 6", einen Innendurchmesser von 4 mm und wird an ihren beiden Enden von Brewsterfenstern abgeschlossen. Durch die zwei parallel angeordneten Blitzlampen wird die Küvette beim optischen Pumpen des Farbstoffs gut ausgeleuchtet. Die maximale Pumpenergie beträgt bei einem Speicherkondensator mit einer Kapazität von 0.5 µF und einer Maximalspannung von 20 kV 100 J. Zur Kühlung von Blitzlampen und Farbstoff ist der Laserkopf an einen Wasserkreislauf angeschlossen.

Der Laserresonator wird gebildet von zwei planparallelen Spiegeln mit Reflexionsvermögen von 99.8 % bzw. ca. 60 % in dem hier betrachteten Wellenlängenbereich[3]. Dieser

---

1) Hersteller: Firma Carl Zeiss, Oberkochen; Typenbezeichnung: FL 3 C.

2) D.h. der Laserkopf besteht aus zwei Zylindern mit elliptischer Grundfläche, die so ineinandergeschoben sind, daß sie eine Brennlinie gemeinsam haben, in der sich die Farbstoffküvette befindet. In den beiden anderen Brennlinien befindet sich je eine stabförmige Blitzlampe.

3) Ca. 570 - 610 nm; festgelegt durch den verwendeten Farbstoff: Rhodamin 6 G, in Methanol gelöst.

Resonatortyp ist günstig für das Einsetzen eines Lyot-Filters, das so von parallelen Strahlenbündeln durchsetzt wird. Die optischen Komponenten sind auf einer großflächigen Grundplatte aufgebaut, die es gestattet, die Resonatorspiegel frei zu verschieben und ohne Schwierigkeiten weitere Bauteile in den Resonator einzusetzen.

Die wesentliche Anforderung an den Farbstofflaser ist eine hinreichend hohe Verstärkung, die auch mit in den Resonator gesetztem Lyot-Filter noch die Laserbedingung erfüllt. Bei schneller Durchstimmung sollte für die Aufrechterhaltung der Lasertätigkeit über die gesamte Pulsdauer das Verhältnis von Laserlinienbreite zu Durchstimmbereich während eines Umlaufs des Lichts im Resonator entscheidend sein. An die Laserausgangsleistung werden im Hinblick auf die Absorptionsmessungen am Interferenzfilter keine besonderen Ansprüche gestellt. Bei Messungen an Stoßwellenplasmen muß allerdings die Intensität des Laserstrahls vor Durchgang durch das Plasma so weit abgeschwächt werden, daß ein optisches Pumpen praktisch nicht auftritt.

7. Dimensionierung und Aufbau des Lyot-Filters

In Kap. 1 wurden bei der Formulierung der Aufgabenstellung die Anforderungen an den durchstimmbaren Farbstofflaser genannt. Die für die spektrale Einengung und Durchstimmung maßgeblichen Größen werden im wesentlichen durch das Lyot-Filter bestimmt. Überlegungen zu seiner Dimensionierung werden in diesem Kapitel an Hand der in Kap. 5 bereitgestellten theoretischen Grundlagen explizit durchgeführt. Außerdem werden der experimentelle Aufbau des Lyot-Filters und charakteristische Daten der verwendeten Kristalle angegeben.

Beim Vergleich der beiden verschiedenen Lyot-Filter-Anordnungen (siehe Kap. 5) - der longitudinalen und der transversalen - treten in der ersteren die Feldverzerrungen und Transmissionseinbußen durch aufgedampfte Ring- oder Gitterelektroden nachteilig hervor; bei hohen Laserintensitäten kann es sogar durch Absorption an den Aufdampfschichten zu Zerstörungen kommen. In dieser Hinsicht günstiger ist die transversale Anordnung: Sie besitzt nicht nur hohe Transparenz in Durchstrahlungsrichtung, sondern hat auch ein homogenes Feld im optisch ausgenutzten Teil der Kristalle zur Folge, da der Kristallquerschnitt üblicherweise deutlich größer als der Laserstrahlquerschnitt gewählt wird.

Wegen der geschilderten Vorteile wurde in der vorliegenden Arbeit die transversale Anordnung verwendet. Sie wurde aus KD*P-Kristallen aufgebaut, die sich durch ihren großen elektrooptischen Koeffizienten r_{63} auszeichnen. Diese Kristalle sind im gesamten sichtbaren Spektralbereich transparent, und von ihnen lassen sich relativ große spannungsfreie

Quader optischer Qualität herstellen. Nach /32/ ist die optische Belastbarkeit größer als 500 MW/cm^2.

Setzt man ein Lyot-Filter in den Resonator eines Farbstofflasers, so emittiert dieser eine Reihe von "Linien", die dem System von äquidistanten Transmissionsmaxima des Lyot-Filters zuzuordnen sind. Um Emission in genau einer Linie zu erzielen, wird zusätzlich ein Interferenzfilter geeigneter Halbwertsbreite in den Resonator gesetzt. Gibt man sich als Ausgangspunkt der Überlegungen einen spektralen Durchstimmbereich größer 1.5 nm vor, so muß auch der Abstand zweier Transmissionsmaxima des Lyot-Filters mehr als 1.5 nm betragen. Damit ergibt sich für die Kristallänge ein Maximalwert von ca. 5 mm. Wegen besserer Handhabbarkeit und der bereits oben angesprochenen Feldhomogenität wird eine so geringe Kristallänge in praxi am besten als effektive Länge einer Differenzanordnung realisiert.

Zusätzlich wird gefordert, daß der Durchstimmbereich in Zeiten kleiner als 1 µs überstrichen wird. Unter Ausnutzung des elektrooptischen Effekts soll eine solche Durchstimmgeschwindigkeit mit gut handhabbaren Spannungen bzw. Spannungsanstiegen erreicht werden. Auch diese Bedingung legt den Einsatz einer Differenzanordnung nahe. Mit ihr kann man im Vergleich zur Normalanordnung bei gleicher angelegter Spannung eine um den Faktor $(l_1+l_2)/(l_1-l_2)$ größere Wellenlängenverschiebung erzielen, wobei l_1 und l_2 die Kristalllängen sind (siehe Formel (5.13)).

Aus der weiteren Forderung einer möglichst geringen Laserlinienbreite folgt ein möglichst kleiner Abstand zweier Transmissionsmaxima, d.h. eine große effektive Kristalllänge (gegebenenfalls Differenzlänge). Die gleichzeitige

Forderung von großem Durchstimmbereich und geringer Linienbreite stellt an die Kristallänge also konträre Bedingungen. Eine darüber hinausgehende Verringerung der Linienbreite kann natürlich durch den Einsatz einer zweistufigen (oder mehrstufigen) Lyot-Filter-Anordnung erreicht werden.

Die Bedingungen von Durchstimmbereich und Linienbreite zusammen ließen hier eine zweistufige Differenzanordnung mit einer effektiven Länge der ersten Stufe von 4 mm günstig erscheinen. Das entspricht einem Abstand der (Haupt-)Transmissionsmaxima von ca. 2 nm. Die Kristallängen der zweiten Stufe wurden um den Faktor 3 größer gewählt als die der ersten. Eine Anordnung mit mehr als zwei Stufen wurde wegen der steigenden Absorptionsverluste nicht weiter in Betracht gezogen.

Bezüglich der absoluten Größen der Kristallängen l_1, l_2 und der Kristalldicke d hat man in Hinblick auf die elektrooptische Durchstimmung noch einen gewissen Spielraum zur Optimierung: Für die Spannung $\tilde{U}_3$ (nötig zur Durchstimmung um einen freien Spektralbereich; siehe Kap. 5) gilt: $\tilde{U}_3 \sim \frac{d}{l_1+l_2}$. Um ein kleines $\tilde{U}_3$ zu erreichen, ist also ein kleiner Wert für d günstig; eine untere Grenze liegt dabei jedoch in der Spannungsfestigkeit der Kristalle und der geforderten Feldhomogenität. Als zweites sollte für ein kleines $\tilde{U}_3$ selbst bei durch den freien Spektralbereich bereits vorgegebener Differenz l_1-l_2 die Summe l_1+l_2 möglichst groß sein. Die obere Grenze für den Wert von l_1+l_2 ist im allgemeinen durch Herstellungsmöglichkeiten und Kosten bestimmt.

Unter Berücksichtigung aller Vorüberlegungen wurden in der vorliegenden Arbeit die Kristallängen l_1 = 24 mm und

l_2 = 20 mm und die Kristalldicke d = 7 mm gewählt. [1] Nach Herstellerangaben[2] sind die Kristalle 97 - 99 % deuteriert; die Endflächen sind eben auf $\lambda/5$ (λ = 633 nm); ihre Parallelität ist besser als 5 Bogensekunden, und die x_3-Flächen stehen zur x_3-Achse mit einer Toleranz von 5 Bogenminuten senkrecht. Die einzelnen Kristalle gleicher Länge l_i sind aus einem Block geschnitten; dadurch ist der Deuterierungsgrad aller Kristalle gleich, und die Längengleichheit kann auf eine Wellenlänge genau garantiert werden. Die zweite Stufe des Lyot-Filters mit Kristallängen von 3 x l_i wird aus drei hintereinandergesetzten Kristallen der Längen l_i aufgebaut. Auf die x_3-Flächen ist eine Chrom-Gold-Kontaktschicht aufgedampft, um ein elektrisches Feld in x_3-Richtung anlegen zu können.

Vor einer Beschreibung der Halterung der Kristalleinheiten sei noch etwas über die Temperaturabhängigkeit des elektrooptischen Koeffizienten r_{63} und der Doppelbrechung $n_o - n_e$ gesagt: Nach /33/ sinkt r_{63} bei Zimmertemperatur mit zunehmender Temperatur um ca. $4 \cdot 10^{-13} \frac{m}{V}$ pro Grad, d.h. 2 % pro Grad; nach /33/ und /34/ ist $\partial(n_o - n_e)/\partial T < 1 \cdot 10^{-5}$ pro Grad. Die Bedeutung der letzten Angabe für das vorliegende Problem wird verständlicher, wenn man von ihr die Temperaturabhängigkeit der Wellenlänge eines Transmissionsmaximums ableitet. Ausgehend von Formel (5.6) in Kap. 5 folgt für eine Normalanordnung:

---

1) Die Abmessungen der Quader betragen also 7 x 7 x 24 mm^3 bzw. 7 x 7 x 20 mm^3 (x_3-, x_2'-, x_1'-Richtung). Dieser Kristallschnitt wird gewöhnlich mit "45°-x_3-Schnitt" bezeichnet.

2) Firma Cleveland Crystals, Inc., Cleveland, Ohio, USA.

$$\frac{l}{\lambda}(n_o - n_e) = m; \quad m\text{: Ordnung der Interferenz} \tag{5.6'}$$

(Für die hier angestellten Überlegungen kann o.B.d.A. $\Delta n = 0$ gesetzt werden.)

$$\frac{d\lambda}{dT} = \frac{l}{m} \cdot \frac{\partial(n_o - n_e)}{\partial T} + \frac{n_o - n_e}{m} \cdot \frac{\partial l}{\partial T} \tag{7.1}$$

$$\frac{d\lambda}{dT} = \frac{\lambda}{n_o - n_e} \cdot \frac{\partial(n_o - n_e)}{\partial T} + \frac{\lambda}{l} \cdot \frac{\partial l}{\partial T} \tag{7.2}$$

Vernachlässigt man den zweiten Summanden (siehe auch /34/), so folgt mit den Zahlenwerten: $\lambda = 590$ nm; $n_o - n_e = 4 \cdot 10^{-2}$ und $\frac{\partial(n_o - n_e)}{\partial T} < 1 \cdot 10^{-5}$ pro Grad:

$$\frac{d\lambda}{dT} < 0.15 \text{ nm pro Grad.} \tag{7.3}$$

Dieser Ausdruck ergibt sich für eine Normalanordnung und eine Differenzanordnung unabhängig von der Länge, d.h. bei einer Differenzanordnung mit relativ großem Abstand und großer Breite der Transmissionsmaxima fällt die Temperaturabhängigkeit weniger stark ins Gewicht. Trotzdem ist eine Temperaturstabilisierung (s.u.) angebracht, um die Emissionscharakteristik des Farbstofflasers über längere Zeit konstant zu halten.

Die Ursache für Temperaturschwankungen der Kristalle liegt hauptsächlich in Änderungen der Umgebungstemperatur. Demgegenüber kann bei nicht repetierendem Impulsbetrieb des Farbstofflasers die Aufheizung der Kristalle durch die Strahlung im Resonator genauso vernachlässigt werden wie die Aufheizung durch die an die Kristalle gelegten Hochspannungsimpulse infolge dielektrischer Verluste.

Der Tatsache, daß KD*P-Kristalle hygroskopisch sind, wird Rechnung getragen, indem die Kristalleinheiten luftdicht gekapselt werden. Zu diesem Zweck sind sie in einen Teflonzylinder hochspannungsfest eingebettet, der wiederum von einem Messinghohlzylinder umschlossen wird. Die Stirnflächen (Durchstrahlungsrichtung) sind mit entspiegelten Glassubstraten als Fenstern versehen. Zur weiteren Reflexminderung befindet sich zwischen Fenstern und Kristallen sowie zwischen den Einzelkristallen der zweiten Filterstufe eine dünne Schicht Immersionsöl. Zur Temperierung der Kristalleinheiten sind in die Wandung des Messinghohlzylinders Kühlschlangen eingearbeitet, die vom Wasser eines Thermostatsystems durchflossen werden (Konstanz der Wassertemperatur: 1/100 Grad). Bei jeder Kristalleinheit wird ferner an zwei Stellen die Hochspannung isoliert durch den Messinghohlzylinder an die Kristallelektroden (bedampfte Flächen) geführt.

Die Messinghohlzylinder der einzelnen Kristalleinheiten werden so von Justierhalterungen aufgenommen, daß jede Einheit um drei zueinander senkrechte Achsen drehbar ist (x_1'-, x_2'- und x_3-Achse). Die Drehung um die x_2'- und x_3-Achse ist jeweils auf etwa eine Bogenminute genau justierbar. Wie bereits in Kap. 5 erwähnt, ist dabei die Drehbarkeit um die x_3-Achse besonders vorteilhaft, weil bei ihr nur die Länge der effektiv durchstrahlten Kristallschicht geändert wird, während sich die wirksamen Brechungsindices nicht ändern.

Die Polarisatoren, welche die Kristalleinheiten einer Lyot-Filter-Stufe einschließen, bestehen aus ungekitteten Glan-Prismen mit Luftspalt. Eine Ausnahme bildet der Polarisator

auf der der Farbstoffküvette zugewandten Seite: Er besteht aus zwei "Brewsterplatten"[1], die zusammen mit dem Brewsterfenster der Küvette für einen hinreichend hohen Polarisationsgrad sorgen. Hinreichend bedeutet dabei: Die senkrecht zur Polarisationsrichtung der Glan-Prismen polarisierte Strahlung wird so stark abgeschwächt, daß sie im Farbstofflaser nicht anschwingt. Andernfalls würde in der Laserstrahlung mitten zwischen zwei Transmissionsmaxima ein zusätzliches Maximum auftreten, für dessen Wellenlänge in Abwandlung der Formel (5.3) in Kap. 5 gilt:

$$\frac{\Delta\varphi}{2} = m \cdot \frac{\pi}{2} \; ; \quad m: \text{Ordnung der Interferenz}$$

Zur elektrooptischen Durchstimmung wird ein Spannungsimpuls eines kommerziellen Impulsgenerators[2] mit einer Amplitude von 5 V durch zwei Röhrenstufen mit einem nachgeschalteten Impulstransformator spannungsverstärkt. Die Kristalle des Lyot-Filters stellen im wesentlichen eine kapazitive Last dar. Mit einem Wert der relativen Dielektrizitätskonstanten von 48 /23/ ergibt sich für die verwendete zweistufige Differenzanordnung eine Kapazität von 75 pF. Der erzeugte Hochspannungsimpuls zeigt unter Last einen Anstieg von ca. 3.3 kV pro µs, welcher über ein Zeitintervall von 1 µs - also länger als die Pulsdauer des durchgestimmten Farbstofflasers - annähernd linear verläuft.

---

1) Glassubstrate, die im Brewsterwinkel durchstrahlt werden.

2) Hersteller: Firma Hewlett-Packard, Typenbezeichnung: 8012 A.

8. Untersuchungen am durchstimmbaren Farbstofflaser

In diesem Kapitel wird von experimentellen Untersuchungen am Farbstofflaser mit Lyot-Filter berichtet, welche dazu dienten, sich mit der Handhabung der Lichtquelle vertraut zu machen sowie ihre Eigenschaften und erzielbaren Spezifikationen festzustellen. Die experimentellen Ergebnisse sollen vor dem Hintergrund der theoretischen Betrachtungen der vorigen Kapitel diskutiert werden.

8.1 Spektrales Verhalten

8.1.1 Ohne elektrooptische Durchstimmung

Zunächst sollen die Emissionsspektren des Farbstofflasers mit den vier verschiedenen Lyot-Filter-Anordnungen ohne Anlegen einer Spannung diskutiert werden (Abb. 7). Das Photo stellt das experimentelle Pendant zu den theoretischen Kurven der Abb. 6 dar. Zum Wellenlängenanschluß ist zusätzlich ein Ausschnitt des Neon-Spektrums aufgenommen (Teilbild e)). Alle Spektren sind mit einem Ein-Meter-Gitterspektrographen in 2. Ordnung erzeugt worden (Auflösung 0.26 nm/mm).

Erwartungsgemäß emittiert der Farbstofflaser eine Reihe von Linien, deren spektraler Abstand (freier Spektralbereich) durch die Transmissionsmaxima der verschiedenen Lyot-Filter-Anordnungen gegeben ist. Für die Normalanordnungen (Teilbilder a) und b)) ergibt sich ein freier Spektralbereich von 0.32 nm, für die Differenzanordnung (Teilbilder c) und d)) von 1.94 nm. Man sieht ferner, daß die Linienbreiten

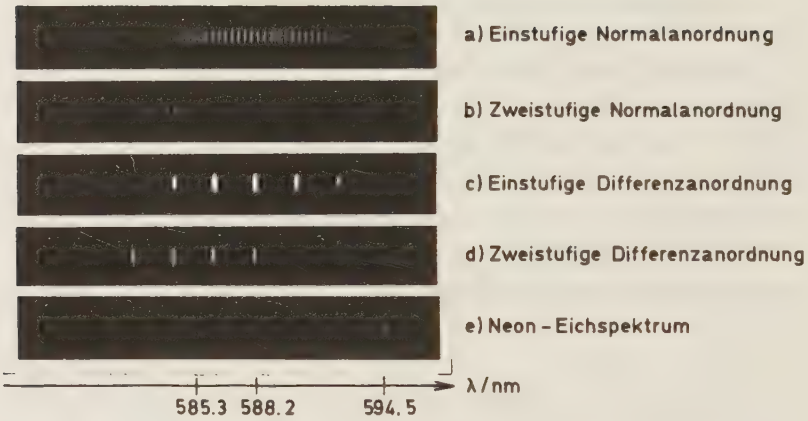


Abb. 7: Emissionsspektren des Farbstofflasers mit KD*P - Lyot - Filtern

Normalanordnungen: $l = 24\,mm$
Differenzanordnungen: $l_1 = 24\,mm$; $l_2 = 20\,mm$
Zweistufige Anordnungen: $n = 3$

der zweistufigen Anordnungen deutlich geringer sind als die der einstufigen.

Die von dem Farbstofflaser emittierten Linien können durch Kippen der einzelnen Kristalleinheiten in Wellenlängenrichtung verschoben werden. Aus dem bereits in Kap. 5 und 7 erläuterten Grund (Konstanz von $n_o - n_e$) ist im Experiment zur Veränderung der effektiv durchstrahlten Kristallänge

nur das Kippen um die x_3-Achse der Kristalle benutzt worden[1]. Abb. 8 stellt als Ergebnis die relativen Wellenlängenverschiebungen $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ in Abhängigkeit vom Kippwinkel α_a graphisch dar. Aufgetragen sind experimentell ermittelte Werte und theoretische Kurven für eine Normal- und eine Differenzanordnung gemäß Formel (5.5) bzw. (5.12)[2]. Für eine Wellenlänge von $\lambda = 590$ nm ergibt sich z.B. mit einem Kippwinkel von 2^o von der Ausgangsstellung[3] eine absolute Wellenlängenverschiebung $\Delta\lambda = 0.16$ nm für die Normalanordnung bzw. 0.8 nm für die Differenzanordnung.

Bisher ist nur die relative und absolute Wellenlängenverschiebung beim Kippen einer Kristalleinheit betrachtet worden. Besonders für die Justierung einer zweistufigen Anordnung ("Abstimmung", s.u.) ist es jedoch auch notwendig, die Genauigkeit abzuschätzen, mit der eine Laserlinie mechanisch (d.h. durch Verkippen) auf eine bestimmte Wellen-

---

1) Zu Beginn der Experimente wurde durch sorgfältige Justierung die Drehachse (Kippachse) der einzelnen Kristalleinheiten mit ihrer x_3-Achse zur Deckung gebracht, um zu gewährleisten, daß $n_o - n_e$ im feldfreien Fall bei einer Drehung konstant bleibt. Die Ausrichtung der Polarisationsrichtung auf einen Winkel von 45^o zu der x_3- und x_2'-Achse ist weniger kritisch.

2) Bei der Differenzanordnung ist die kürzere Kristalleinheit gekippt worden.

3) Die Ausgangsstellung ist durch die minimale effektive Kristallänge bzw. Differenzlänge definiert. Im Laserspektrum ist sie durch die kürzeste Wellenlänge charakterisiert, die eine Linie beim Verkippen eines Kristalls haben kann.

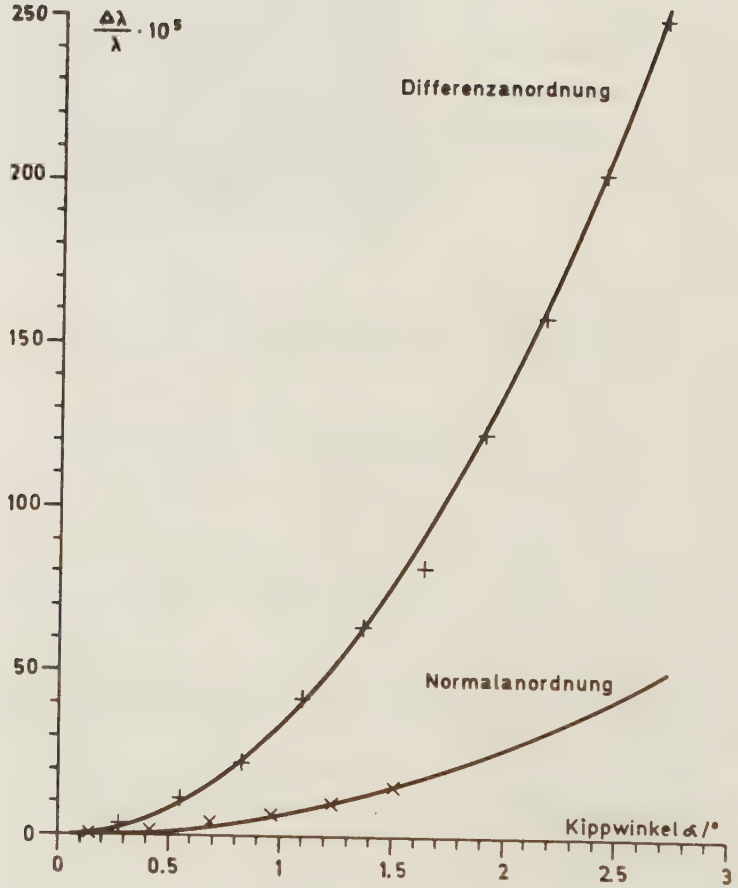


Abb. 8: Mechanische Durchstimmung des Farbstofflasers mit KD*P-Lyot-Filter
(Messpunkte und theoretische Kurven)

länge eingestellt werden kann. Hierfür geht man für die Normalanordnung von Formel (5.5) aus:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = (\cos\alpha_i)^{-1} - 1, \qquad (5.5')$$

dabei ist α_i der Winkel, um den der Kristall gegen die Strahlrichtung (im Kristall) gedreht wird. Mit $\sin\alpha_a = 1.5 \cdot \sin\alpha_i$ für den Kippwinkel des Kristalls α_a folgt durch elementare trigonometrische Umformung:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 1.5 \cdot (2.25 - \sin^2\alpha_a)^{-1/2} - 1 \qquad (8.1)$$

Für den Fehler in $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ ergibt sich:

$$\Delta(\frac{\Delta\lambda}{\lambda})/\Delta\alpha_a = 1.5 \cdot (2.25 - \sin^2\alpha_a)^{-3/2} \cdot \sin\alpha_a \cdot \cos\alpha_a \qquad (8.2)$$

Für kleine Werte von α_a ist diese Funktion in sehr guter Näherung linear. Mit einem realistischen Maximalwert für α_a von 3^0 ergibt sich ein Funktionswert von $2.3 \cdot 10^{-2}$. Bei einer apparativ bedingten Einstellgenauigkeit der Kristallhalter von einer Bogenminute (siehe voriges Kapitel) entspricht das bei $\lambda = 590$ nm einer Wellenlängengenauigkeit von ca. $4 \cdot 10^{-3}$ nm. Dieser Wert liegt bereits in der gleichen Größenordnung wie die Genauigkeit des angewandten Registrier- und Auswerteverfahrens der Spektren, die bei ca. $3 \cdot 10^{-3}$ nm anzusetzen ist.

Da die Wellenlängenverschiebung bei einer Differenzanordnung bei gleichem Kippwinkel um den Faktor 5[1)] größer ist, ist die absolute Wellenlängengenauigkeit entsprechend schlechter,

---

1) $l_2/(l_1-l_2)$ bei Verkippen des kürzeren Kristalls

die relative, bezogen auf den freien Spektralbereich (oder die Linienbreite) jedoch gleich. Zusammenfassend kann man feststellen, daß die Wellenlängengenauigkeit durch die mechanische Einstellgenauigkeit nicht wesentlich eingeschränkt wird.

Während das Verkippen der Kristalle bei einer einstufigen Lyot-Filter-Anordnung allein das Ziel hat, eine Laserlinie auf eine bestimmte Wellenlänge zu bringen, wird es bei einer zweistufigen Anordnung zusätzlich zur "Abstimmung" der beiden Stufen gegeneinander benötigt. Unter Abstimmung soll hier die Wellenlängenverschiebung der Transmissionskurve der zweiten Stufe relativ zu der Transmissionskurve der ersten Stufe verstanden werden. Eine "gute" Abstimmung ist erreicht, wenn die beiden Transmissionskurven in den Maxima (der ersten, kürzeren Stufe) zur Deckung gebracht sind. Das äußert sich im Laserspektrum durch minimale Linienbreite bei gleichzeitig optimaler Laserausgangsleistung. Die im folgenden angestellten Überlegungen beschäftigen sich mit dieser Abstimmung.

Bei den theoretischen Kurven der Abb. 6 ist davon ausgegangen worden, daß die Länge bzw. Differenzlänge der zweiten Stufe jeweils genau dreimal so groß ist wie die der ersten Stufe. Das führt automatisch zur Deckung der beiden Transmissionskurven in allen Maxima der ersten Stufe. Das Problem der Abstimmung stellt sich jedoch im praktischen Experiment dadurch, daß alle Kristalleinheiten unabhängig voneinander kippbar sind und sich damit ihre effektiven Längen ändern. Geht man von einer vorgegebenen Stellung der ersten Stufe aus, so gibt es für die zweite Stufe bei einer Normalanordnung einen Freiheitsgrad, bei einer Differenzanordnung zwei

Freiheitsgrade der Abstimmung. Für beide Anordnungen läßt sich die oben definierte gute Abstimmung durch mehrere Kristallstellungen realisieren: Da ist zunächst natürlich die Stellung der Kristalle mit einem Längen- bzw. Differenzlängen-Verhältnis von exakt 1 : 3 (wie auch bei den theoretischen Kurven angenommen). Aber auch wenn die Transmissionskurve der längeren Stufe um einen vollen freien Spektralbereich (oder auch zwei[1]) verschoben wird, decken sich in dem in Frage kommenden Spektralbereich noch immer alle Maxima in sehr guter Näherung. Dies liegt daran, daß sich die Größe des freien Spektralbereichs durch das Kippen nur vernachlässigbar wenig verändert. Im folgenden soll die praktische Durchführung einer Abstimmung diskutiert werden:

Befindet sich ein Transmissionsmaximum der kürzeren Stufe genau zwischen zwei Transmissionsmaxima der längeren Stufe, so emittiert der Farbstofflaser in diesem Bereich (bei nicht zu hoher Laserschwelle) zwei Linien gleicher Intensität. Kippt man nun eine Stufe - z.B. die längere -, so wandern die beiden Transmissionsmaxima unter Zunahme der Höhe eines Maximums auf Kosten des anderen, bis ein Maximum unter die Laserschwelle gedrückt wird und der Laser nur noch eine Linie emittiert. Bei kontinuierlichem Weiterkippen in gleicher Richtung erreicht diese Linie an einer Stelle ihre geringste Breite und größte Intensität. Danach werden die Verhältnisse wieder ungünstiger, bis der Laser schließlich wieder zwei Linien gleicher Intensität emittiert. Zwischen

---

1) Ein noch stärkeres Kippen ist wegen des begrenzten Kristallquerschnitts kaum noch möglich.

diesen beiden Extremstellungen läßt sich das Optimum finden. Für eine zweistufige Differenzanordnung wurde hier eine minimale Linienbreite (volle Halbwertsbreite) von 0.02 bis 0.03 nm gemessen. Dazu wurden Fabry-Perot-Interferometer-Ringsysteme ausgewertet, wie z.B. bei /35/ beschrieben.

Ein experimentelles Problem bei der Abstimmung stellten Reflexionen an den einzelnen Kristalleinheiten dar: Bei Senkrechtstellung der Stirnflächen der Einheiten zur Resonatorachse oder bei Parallelstellung zweier benachbarter Einheiten trat bereits bei Laserpumpleistungen, die nur wenig oberhalb der Laserschwelle lagen, eine zusätzliche Reflektor- bzw. Etalonwirkung[1)] auf. Dadurch emittierte der Laser trotz entspiegelter Stirnflächen der Kristalleinheiten in zusätzlichen unerwünschten Linien. Dieser Effekt wurde ebenfalls von Kopainsky /31/ bei einer einstufigen Differenzanordnung beobachtet; jedoch wurde dort kein Weg angegeben, ihn zu vermeiden. In der vorliegenden Arbeit wurde das Problem auch für die größere Anzahl von vier Kristalleinheiten einer zweistufigen Differenzanordnung überwunden, indem die Einheiten aus der Senkrechtstellung abwechselnd um ca. $\pm 1^{o}$ gekippt und Lochblenden zur Begrenzung des aktiven Laserquerschnitts in den Resonator gebracht wurden. Der Durchmesser der Lochblenden wurde so gewählt, daß die reflektierten Strahlenbündel abgeblendet und somit dem Laserprozeß entzogen wurden. Im Zusammenhang mit der Abstimmung der beiden Stufen muß beachtet werden, daß man dadurch in den steileren Teil der "mechanischen Durchstimmkurve" $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda}(\alpha_a)$ gelangt (Abb. 8).

---

1) Ähnliche Beobachtungen wurden auch mit anderen planparallelen Bauteilen im Resonator gemacht, z.B. dem Substrat eines Interferenzfilters.

Natürlich wäre eine Abstimmung der einzelnen Kristalleinheiten auch elektrooptisch möglich. Bei den hier beschriebenen Experimenten wurde dies jedoch nicht ausgenutzt. Vielmehr wurde die Abstimmung der einzelnen Kristalleinheiten nur mechanisch durchgeführt, die elektrooptische Durchstimmung dagegen nur auf die gesamte Lyot-Filter-Anordnung angewandt. Die elektrooptische Durchstimmung ist Gegenstand des nächsten Abschnitts.

8.1.2 Bei elektrooptischer Durchstimmung

Um einen Überblick über die Größe des elektrooptischen Effekts zu bekommen, soll zunächst Abb. 9 betrachtet werden, welche experimentelle Meßwerte für die relative Wellenlängenverschiebung $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ in Abhängigkeit von der an die Kristalle des Lyot-Filters gelegten Gleichspannung für eine Normal- und eine Differenzanordnung wiedergibt. Durch die Meßpunkte sind ausgleichende Geraden gelegt. In beiden Fällen ergibt sich deutlich ein linearer Zusammenhang, der auch nach Formel (5.7) bzw. Formel (5.13) zu erwarten ist. Die Normalanordnung zeigt eine elektrooptische Durchstimmempfindlichkeit von $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 14.2 \cdot 10^{-5}$ pro kV, die Differenzanordnung von $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 154.0 \cdot 10^{-5}$ pro kV. Der Faktor 10.9 zwischen beiden Werten stimmt gut mit der Theorie überein. Anschaulicher werden die Empfindlichkeitswerte, wenn man sie auf eine vorgegebene Wellenlänge, z.B. $\lambda = 590$ nm bezieht: Die Wellenlängenverschiebung beträgt dann für die Normalanordnung 0.083 nm pro kV, für die Differenzanordnung 0.91 nm pro kV.

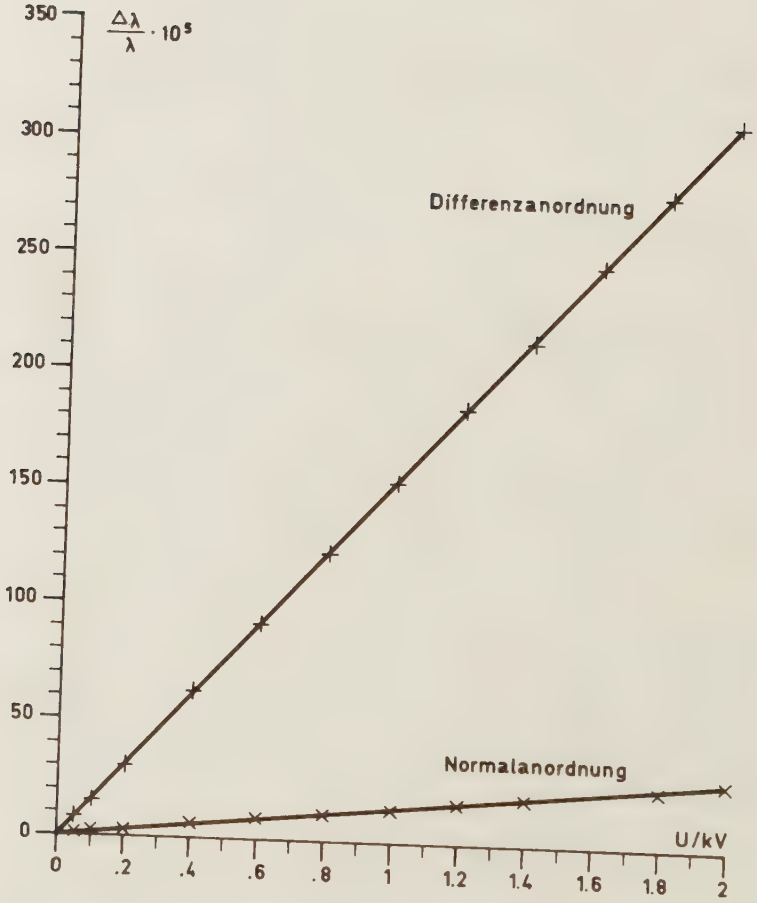


Abb. 9 : Elektrooptische Durchstimmung des Farbstofflasers mit KD*P-Lyot-Filter (Gleichspannung)
(Messpunkte und Ausgleichsgeraden)

Da für eine Normalanordnung die relative Wellenlängenverschiebung gemäß Formel (5.7) unabhängig von der Kristalllänge ist, erreicht man bei gleichen Konstanten der Kristalle (n_o, n_e, r_{63}) in einer zweistufigen Anordnung mit gleicher angelegter Spannung immer einen Gleichlauf beider Stufen: Eine vorher gemäß Kap. 8.1.1 mechanisch durchgeführte Abstimmung, welche die Deckung der beiden Transmissionskurven in den Maxima zum Ziel hatte, bleibt hier also erhalten.

Etwas komplizierter werden die Verhältnisse bei einer Differenzanordnung. Neben der gerade genannten Bedingung bezüglich der Lage der Transmissionsmaxima im spannungslosen Zustand muß für den Gleichlauf einer zweistufigen Differenzanordnung zusätzlich die Bedingung erfüllt sein, daß der Faktor $\frac{l_1+l_2}{l_1-l_2}$ (Formel (5.13) für elektrooptische Durchstimmung) für beide Stufen gleich ist. Zusammen sind beide Bedingungen bei vorgegebener Stellung der ersten Stufe exakt nur für eine einzige Stellung der zweiten Stufe erfüllt - wenn nämlich die beiden Kristalleinheiten der zweiten Stufe jeweils parallel zu den entsprechenden der ersten Stufe stehen. Diese Stellung soll im folgenden mit "Grundstellung" bezeichnet werden.

Man kann jedoch abschätzen, daß die zweite Bedingung, die den Gleichlauf der beiden Stufen beim elektrooptischen Durchstimmen gewährleistet, verhältnismäßig unkritisch ist. Auch bei solchen Abweichungen von dieser zweiten Bedingung, wie sie im Experiment auftreten können, ist noch guter Gleichlauf vorhanden. Zur Begründung dieser Aussage soll der Fehler im Gleichlauf abgeschätzt werden, der bei der maximal möglichen Abweichung von der oben definierten Grundstellung auftritt. Die Stellung der ersten Stufe sei dabei vorgegeben, die zweite werde darauf abgestimmt.

Ausgangspunkt der Abschätzung ist Formel (5.10) für die Transmission der zweiten, längeren Stufe der Differenzanordnung:

$$T = \cos^2 \left\{ \frac{3\pi}{\lambda} \left[(l_1 - l_2)\ (n_o - n_e) - (l_1 + l_2)\ \Delta n \right] \right\} \qquad (5.10')$$

Der Verschiebung der Transmissionskurve der zweiten Stufe um einen vollen freien Spektralbereich (der zweiten Stufe) entspricht eine Änderung des Arguments des $\cos^2$ um π. Bei der mechanischen Abstimmung mit $\Delta n = 0$ zur Erfüllung der ersten Bedingung können in praxi Fehlabstimmungen um maximal $\frac{5}{4}\pi$ [1] auftreten. Diese werden im ersten Term des Arguments durch Abweichungen in $l_1 - l_2$ hervorgerufen. Einer Änderung um $\frac{5}{4}\pi$ entspricht bei den experimentellen Daten[2] jedoch eine relative Änderung in $l_1 - l_2$ um nur ca. 0.15 %.

Betrachtet man nun eine elektrooptische Durchstimmung um maximal einen freien Spektralbereich der ersten Stufe, so nimmt der zweite Term des Arguments Werte zwischen 0 und maximal 3π an. Da durch Fehlabstimmung bedingte relative Längenabweichungen bezogen auf $l_1 + l_2$ hier immer kleiner sind als solche bezogen auf $l_1 - l_2$, kann in dem zweiten Term eine Abweichung um höchstens 0.0045π auftreten. Dies ist jedoch zu vernachlässigen. Damit genügt es auch bei elektrooptischer Durchstimmung, allein die bereits im vorigen Abschnitt (Kap.S.1.1) behandelte Abstimmung zu beachten.

Die hier angestellten Überlegungen sind durch das Experiment voll bestätigt worden.

---

1) Um einen vollen freien Spektralbereich plus ein Viertel des freien Spektralbereichs als Toleranz.

2) $l_1 - l_2 = 4$ mm; $n_o - n_e = 0.042$; $\lambda = 590$ nm

Im folgenden soll von Experimenten mit elektrooptisch schnell durchgestimmtem Farbstofflaser berichtet werden. Zur Durchstimmung wurde der bereits im vorigen Kapitel beschriebene Hochspannungsimpuls an die Kristalle des Lyot-Filters, hier speziell der zweistufigen Differenzanordnung, gelegt. Abb. 10 zeigt das Spektrum des Farbstofflasers, das hinter einem Gitterspektrographen mit einer Bildwandlerkamera zeitaufgelöst registriert wurde. Ein Interferenzfilter geeigneter Halbwertsbreite im Farbstofflaserresonator ließ den Laser nur in einer Linie emittieren; die übrigen, den weiteren Transmissionsmaxima des Lyot-Filters zugeordneten Linien wurden unterdrückt. Neben der elektrooptisch durchgestimmten Linie ist zum Vergleich eine nicht durchgestimmte Linie dargestellt. In beiden Fällen ist - wenn auch mit verschieden starker Ausprägung - eine Diskontinuität der Laseremission erkennbar. Da es sich hierbei offensichtlich weniger um ein spektrales als vielmehr ein zeitliches Phänomen handelt, wird es erst im nächsten Abschnitt (Kap. 8.2) näher betrachtet.

In dem markierten Zeitintervall von Δt = 500 ns wird die Linie annähernd linear über ein Wellenlängenintervall von $\Delta\lambda$ = 1.7 nm durchgestimmt. Das entspricht einer Durchstimmgeschwindigkeit von 3.4 nm pro µs. Mit dem bereits im vorigen Kapitel angegebenen Anstieg des Hochspannungsimpulses von ca. 3.3 kV pro µs ergibt sich die gleiche elektrooptische Durchstimmempfindlichkeit wie im statischen Fall mit Gleichspannung. Daraus muß gefolgert werden, daß bei dem benutzten Hochspannungsimpuls der piezoelektrische Anteil am elektrooptischen Effekt noch voll wirksam ist (siehe Kap. 4).

Abb.10 : Zeitaufgelöstes Spektrum des Farbstofflasers mit bzw. ohne elektrooptischer Durchstimmung

Da das Lyot-Filter mit etwa 20 % maximaler Transmission (für die zweistufige Differenzanordnung) einen erheblichen Verlust im Laserresonator darstellt, ist die erreichbare Ausgangsenergie um fast zwei Größenordnungen kleiner als beim spektral nicht eingeengten Farbstofflaser. Während im letzten Fall mit 80 J elektrischer Pumpenergie mehr als 100 mJ bei Pulsdauern von etwa 1.2 µs erzielt wurden, lagen die entsprechenden Werte beim schnellen Durchstimmen bei einigen mJ in etwa 0.8 µs. Ohne schnelles Durchstimmen (aber mit gleichem Lyot-Filter) war die Ausgangsenergie etwa doppelt so groß.

Eine Messung der Linienbreite ließ sich beim schnell durchgestimmten Farbstofflaser aus Intensitätsgründen mit einem Fabry-Perot-Interferometer nicht durchführen; es waren nur Messungen geringerer spektraler Auflösung mit einem Gitterspektrographen in zweiter Ordnung (0.26 nm/mm) und nachgeschalteter Bildwandlerkamera möglich. Hierbei ergab sich für die Linienbreite ein um den Faktor 2 bis 2.5 größerer Wert als im statischen Fall ohne Durchstimmung. Bei diesem Vergleich muß allerdings berücksichtigt werden, daß in Hinblick auf geringe Linienbreiten zwar immer mit möglichst niedriger Pumpenergie des Farbstofflasers gearbeitet wurde, beim schnellen Durchstimmen jedoch eine um fast 20 % höhere Pumpenergie als im statischen Fall nötig war, um eine etwa gleiche Laserpulsdauer zu erzielen.

Um die erhöhte Pumpenergie und die damit verbundene größere Linienbreite zu verstehen, muß auf die Höhe der Durchstimmgeschwindigkeit hingewiesen werden: Während der Zeit für einen Umlauf des Lichts im Resonator wird der Farbstofflaser um $3.2 \cdot 10^{-2}$ nm durchgestimmt. Dies ist mehr als eine volle Linienbreite im statischen Fall. Offensichtlich wird ein frühzeitiges Abbrechen der Lasertätigkeit durch eine größere Linienbreite vermieden.

8.2 Zeitliches Verhalten der Lichtquelle

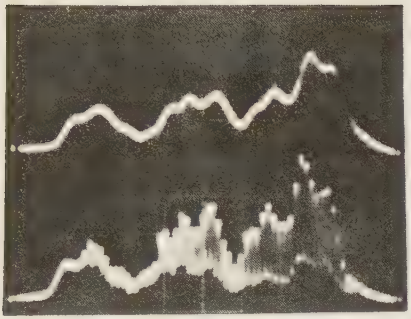
Im Rahmen erster orientierender Experimente in Hinblick auf die Anwendung der Lichtquelle bei Absorptionsmessungen wurde in einer zweikanaligen Meß- und Registriereinrichtung die Transmission unterschiedlicher Graufilter bestimmt. Zunächst

diente der spektral nicht eingeengte und nicht durchgestimmte Farbstofflaser als Lichtquelle. Die Meßdaten wurden mit zwei Transient-Recordern[1)] bei einer Zeitauflösung von 10 ns und einer Bandbreite der Eingangsverstärker von 25 MHz registriert. Bei diesen Messungen zeigten sich signifikante Abweichungen von den zu erwartenden Ergebnissen. Noch stärker waren die Abweichungen bei spektral eingeengtem und schnell durchgestimmtem Farbstofflaser.

Die weiteren Untersuchungen ergaben, daß die Bandbreite von 25 MHz zur zeitaufgelösten Registrierung des Laserpulses nicht ausreichte. Oszillogramme des Laserpulses, welche bei einer Bandbreite von 400 MHz aufgenommen wurden, zeigten in unerwarteter Weise nach einer kurzen Einschwingzeit deutlich die Ausbildung einer Kette von Einzelpulsen innerhalb eines Laserpulses (Abb. 11). Die Bestimmung des zeitlichen Abstandes zweier Einzelpulse ergab eine gute Übereinstimmung mit der Umlaufzeit des Lichts im Resonator, was auch nach Veränderung der Resonatorlänge bestätigt werden konnte. Der Farbstofflaser zeigte also eine spezielle Form von Mode-Locking, das sogenannte "Self-Mode-Locking". Es sind in der Literatur nur zwei Arbeiten bekannt geworden, in denen dieser Effekt bei einem blitzlampengepumpten Farbstofflaser erwähnt wird: So beobachteten Sorokin et al. /36/ Ansätze von Self-Mode-Locking mit einem sehr geringen Modulationsgrad; ihre Versuche, diesen zu erhöhen, blieben erfolglos. Weiterhin berichteten Bradley und O'Neill /37/ im Rahmen von Untersuchungen des passiven Mode-Lockings über das Auftreten von Self-Mode-Locking; allerdings zeigte sich dieses nur bei Verwendung eines "resonanten Reflektors".

---

1) Hersteller: Firma Biomation; Typenbezeichnung: 8100

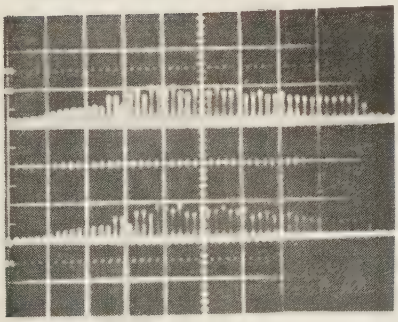


Bandbreite

20 MHz

400 MHz

Abb.11: Oszillogramm eines Laserpulses (Zeitbasis: 50 ns/div) bei verschiedenen Bandbreiten
(mäßige Ausprägung des Self-Mode-Locking)



1. Strahl

2. Strahl

Abb.12: Oszillogramm eines Laserpulses (Zeitbasis: 50 ns/div) bei guter Ausprägung des Self-Mode-Locking
(Bandbreite 400 MHz)

Bezüglich der Anwendung bei Absorptionsmessungen stellte sich hier folgende Frage: Kann die Ausbildung von Einzelpulsen unterdrückt werden, so daß die Absorptionsmessungen mit den oben erwähnten Transient-Recordern und der geringeren Bandbreite von 25 MHz möglich sind, oder treten immer Einzelpulse auf, so daß mit der großen Bandbreite von einigen Hundert MHz registriert werden muß (was mit den zur Verfügung stehenden Transient-Recordern nicht möglich ist)? Bemühungen um Unterdrückung der Einzelpulse blieben schließlich erfolglos; alternativ mußte die Messung also mit einer Kette von Einzelpulsen durchgeführt werden.[1)]

Die Ausprägung der Einzelpulse konnte gegenüber Abb. 11 weiter verbessert werden, indem der Laser durch Anbringen räumlicher Modenblenden im transversalen Grundmode betrieben wurde. Ein Oszillogramm des Laserpulses mit gut ausgeprägten Einzelpulsen bei schnellem Durchstimmen zeigt Abb. 12. Eine höhere zeitliche Auflösung von zwei Einzelpulsen bietet Abb. 13. Die Detektion dieser Einzelpulse geschah mit einer schnellen Photodiode[2)], die Registrierung erfolgte mit einem Digitizer[3)] mit 400 MHz Bandbreite. Beim nicht durchgestimmten Farbstofflaser war die Ausprägung der Einzelpulse wesentlich schlechter als beim schnell durchgestimmten Laser.

---

1) Auf einen großen Vorteil dieser Methode, der in der guten zeitlichen Zuordnung der zwei Signale liegt, wird noch im nächsten Kapitel eingegangen.

2) Hersteller: Firma Instrument Technology Ltd.; Typ: TF 1850. Alle übrigen Oszillogramme des zeitlichen Verlaufs eines Laserpulses wurden mit Photodioden anderen Typs gemacht (Hersteller: Firma Monsanto; Typ MD 1).

3) Hersteller: Firma Tektronix; Typ: R 7912 Transient-Digitizer; siehe auch nächstes Kapitel.

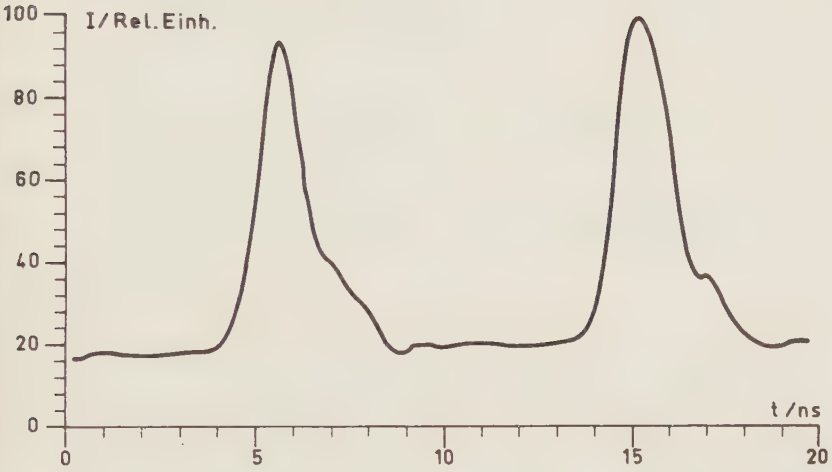


Abb. 13 : Einzelpulse des Farbstofflasers

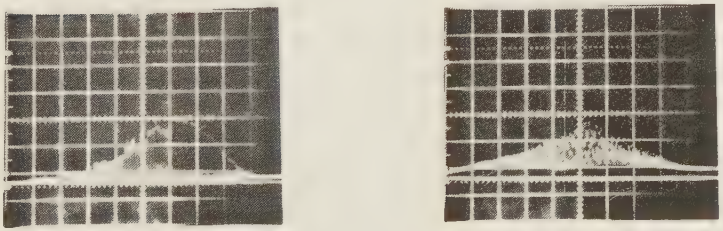


Abb. 14 : Oszillogramm eines Laserpulses (Zeitbasis : 100 ns/div) bei schneller elektrooptischer Durchstimmung (links) und ohne Durchstimmung (rechts)

Abb. 14 zeigt zwei Oszillogramme, die direkt nacheinander gemacht wurden, wobei vor Aufnahme des zweiten der Hochspannungsimpuls an den Kristallen abgeschaltet wurde.

Im folgenden soll - ausgehend vom allgemeinen Mode-Locking - eine qualitative Erklärung für das beobachtete Self-Mode-Locking gegeben werden. Im besonderen soll der Effekt gedeutet werden, daß das Self-Mode-Locking beim schnellen Durchstimmen des Farbstofflasers stärker ausgeprägt auftritt als ohne Durchstimmen.

Gewöhnlich liegt eine größere Zahl von Longitudinalmoden im Verstärkungsprofil eines Lasers. Wegen der Dispersion des Resonators und des Lasermediums ist der Abstand zwischen benachbarten Moden im allgemeinen etwas verschieden. Durch zufällige Änderungen des Resonators und nichtlineare Effekte des Lasermediums haben die Moden zeitlich schwankende Amplituden und Phasenbeziehungen; die Überlagerung aller Moden liefert das Ausgangssignal. Wird auf irgendeine Art gleicher Frequenzabstand der Moden mit zeitlich fester Phasenbeziehung erreicht, so spricht man von einem Mode-Lock-Laser - seine Moden sind gekoppelt. Durch konstruktive Interferenz der einzelnen Moden entsteht das Ausgangssignal mit zeitlich äquidistanten Einzelpulsen.

Ist man gezielt an der Ausbildung solcher Einzelpulse interessiert, so wendet man üblicherweise eine der beiden bekannten Methoden an: aktives oder passives Mode-Locking. Bei dem aktiven Mode-Locking werden die Verluste im Resonator, die Phasen der Moden oder die Verstärkung "von außen" moduliert. Ausgehend von einer bestimmten Longitudinalmode, entstehen durch Modulation mit der Modenabstandsfrequenz weitere benachbarte Moden. Die so erzwungen angeregten verschiedenen Moden haben gleiche Frequenzabstände und feste

Phasenbeziehungen. Wegen des geringeren experimentellen Aufwands wird allerdings häufiger das passive Mode-Locking benutzt, bei dem in den Resonator ein sättigbarer Absorber gesetzt wird. Hat dieser eine hinreichend kurze Relaxationszeit, so werden durch zufälliges Mode-Locking (konstruktive Interferenz) entstandene Impulsspitzen relativ wenig geschwächt; sie werden dann im Vergleich zum "Untergrund" mehr verstärkt und aufgesteilt. Die auf diese Art entstandenen Einzelpulse sind zeitlich äquidistant.[1)]

Bei den Experimenten dieser Arbeit wurde ein Mode-Locking ohne Anwendung der gerade beschriebenen Methoden beobachtet, das sogenannte Self-Mode-Locking. Zur theoretischen Beschreibung dieses Phänomens existieren zwei verschiedene Ansätze, welche jedoch beide bisher nicht auf Farbstofflaser angewandt worden sind. Der erste Ansatz basiert auf der Theorie von Lamb /40/ und operiert mit den Schwebungsfrequenzen der Moden. Im Fall von drei Moden ist er noch überschaubar, bei einer größeren Zahl von Moden werden die Verhältnisse jedoch schnell kompliziert. Zufällige Schwankungen im System selbst können die Abstimmung des Resonators dahingehend verändern, daß die Differenz der Schwebungsfrequenzen benachbarter Moden stetig verringert wird. Unter Berücksichtigung oszillierender Terme in der Polarisation in dritter Ordnung läßt sich zeigen, daß bei einer bestimmten Schwelle (ca. 10^3 Hz) die Differenz sprunghaft zu Null wird. Die mittlere Mode liegt dann im Zentrum des Laser-Verstärkungsprofils.

Bei dem in dieser Arbeit verwendeten Resonator beträgt der Abstand der Longitudinalmoden ca. 10^{-4} nm (entsprechend ca. 100 MHz), und selbst im spektral eingeengten Farbstoff-

---

1) Wegen weiterer Details zum Mode-Locking siehe z.B. /38, 39/.

laser schwingen über 100 Moden. Die Lage dieser Moden relativ zum Zentrum des eingeengten Verstärkungsprofils wird mit Hilfe des schnellen elektrooptischen Durchstimmens kontinuierlich verändert. Zwar können zufällige Schwankungen (wie beim nicht durchgestimmten Laser) den oben geschilderten Mechanismus bereits in Gang setzen, doch sollte das elektrooptische Durchstimmen dies weitaus wirkungsvoller können. Die Durchstimmgeschwindigkeit von 3.4 nm pro μs bedeutet nämlich eine Verschiebung um einen Modenabstand in ca. $3 \cdot 10^{-11}$ s. Der Frequenz des Lichts von ca. $5 \cdot 10^{14}$ Hz entspricht eine dagegen kleine Schwingungsdauer von $2 \cdot 10^{-15}$s; mit Schwingungsdauern dieser Größenordnung schwingen die einzelnen Moden im Resonator. Wird erst einmal eine Abstimmung des Resonators erreicht, welche die Differenz der Schwebungsfrequenzen benachbarter Moden zu Null werden läßt, können sich durch konstruktive Interferenz so schnell Einzelpulse aufbauen, daß die Kopplung der Moden auch durch weitergehendes Durchstimmen nicht zerstört wird. Vielmehr bewirken Einzelpulse, die durch Kopplung von zunächst nur wenigen Moden entstanden sind, eine Modulation im Laser, und weitere Moden werden angekoppelt. Dies zeigt sich im Experiment deutlich dadurch, daß mit der Zeit die Einzelpulse immer schmaler werden. Es erscheint außerdem in diesem Modell die Beobachtung plausibel, daß die Unterdrückung höherer Transversalmoden mit Hilfe von räumlichen Modenblenden das Mode-Locking fördert, weil hierdurch das Modenspektrum "homogenisiert" wird.

Der zweite Ansatz zur Beschreibung des Self-Mode-Lockings benutzt die Zeitdarstellung und umgeht damit die Schwierigkeiten, die bei genauer Formulierung mit großer Modenzahl beim obigen Ansatz auftreten. Fox und Smith /41/ geben für ein Zwei-Niveau-System das Modell eines "180°-Pulses" an:

Zunächst zufällig entstandene und beliebig geformte Einzelpulse werden durch das aktive Medium bezüglich Breite und Intensität so geformt, daß sie die Besetzungsinversion gerade umkehren, d.h. nach Durchgang eines Pulses durch das aktive Medium ist ausschließlich das untere Laserniveau besetzt. Exakte "180°-Pulse" werden beim Durchgang durch das aktive Medium am wenigsten gestört und nehmen dabei maximale Energie auf.

Dieser Ansatz läßt sich nicht direkt in allen Punkten auf den hier eingesetzten durchgestimmten Farbstofflaser übertragen; ein spezielles Detail sei jedoch im folgenden diskutiert. Ausgehend von dem Modell des "180°-Pulses" entwickelt Smith /42/ eine Theorie über die Anzahl der Einzelpulse pro Resonatorumlauf in Abhängigkeit von der Position des aktiven Mediums im Resonator. Bezeichnet man den Abstand des aktiven Mediums von einem Resonatorspiegel mit x und die Resonatorlänge mit L, so ergibt sich genau ein Einzelpuls pro Umlauf für x:L = 1:2, genau zwei Einzelpulse pro Umlauf für x:L = 1:4. Dieser Effekt, daß mit zunehmendem Abstand von dem Verhältnis 1:2 nicht mehr nur ein Einzelpuls, sondern zwei Einzelpulse entstehen, wurde im vorliegenden Experiment ebenfalls beobachtet. Aus technischen Gründen konnten nur die Werte x:L = 1:3, 1:6 und 1:9 eingestellt werden. Im ersten Fall ergab sich ein Einzelpuls pro Umlauf, im zweiten und dritten Fall ergaben sich zwei.

9. Praktische Anwendung: Absorptionsmessungen

Wie bereits in der Einleitung dargestellt, war der schnell durchstimmbare Farbstofflaser konzipiert worden, um damit Linienprofile an instationären Stoßwellenplasmen in Absorption zu bestimmen. Als Vorstufe dazu wurde im Rahmen dieser Arbeit das Profil eines Interferenzfilters mit etwa 0.3 nm (voller) Halbwertsbreite vermessen.[1] Das Profil dieses Interferenzfilters konnte leicht auch auf andere Art bestimmt werden, so daß das Kurzzeitmeßverfahren kontrolliert werden konnte.[2]

9.1 Experimenteller Versuchsaufbau

An Hand von Abb. 15 soll der experimentelle Versuchsaufbau beschrieben und erläutert werden: Die Apparatur bestand im wesentlichen aus dem durchstimmbaren Farbstofflaser, der zweikanaligen Anordnung zur Absorptionsmessung und einem Aufbau zur Registrierung des spektralen Verlaufs des Farbstofflasersignals während der Durchstimmung. Dazu kamen noch Geräte zur zeitlichen Koordinierung und Kontrolle des Versuchsablaufs.

Der Aufbau des durchstimmbaren Farbstofflasers ist bereits in Kap. 6 und 7 behandelt worden. Als Lyot-Filter wurde für die hier beschriebenen Absorptionsmessungen immer die

---

1) Ein ähnlicher Wert ist für die Halbwertsbreite bei Stoßwellenexperimenten zu erwarten.

2) Siehe stationäre Vergleichsmessung mit einem Gittermonochromator im 2. Teil dieses Kapitels.

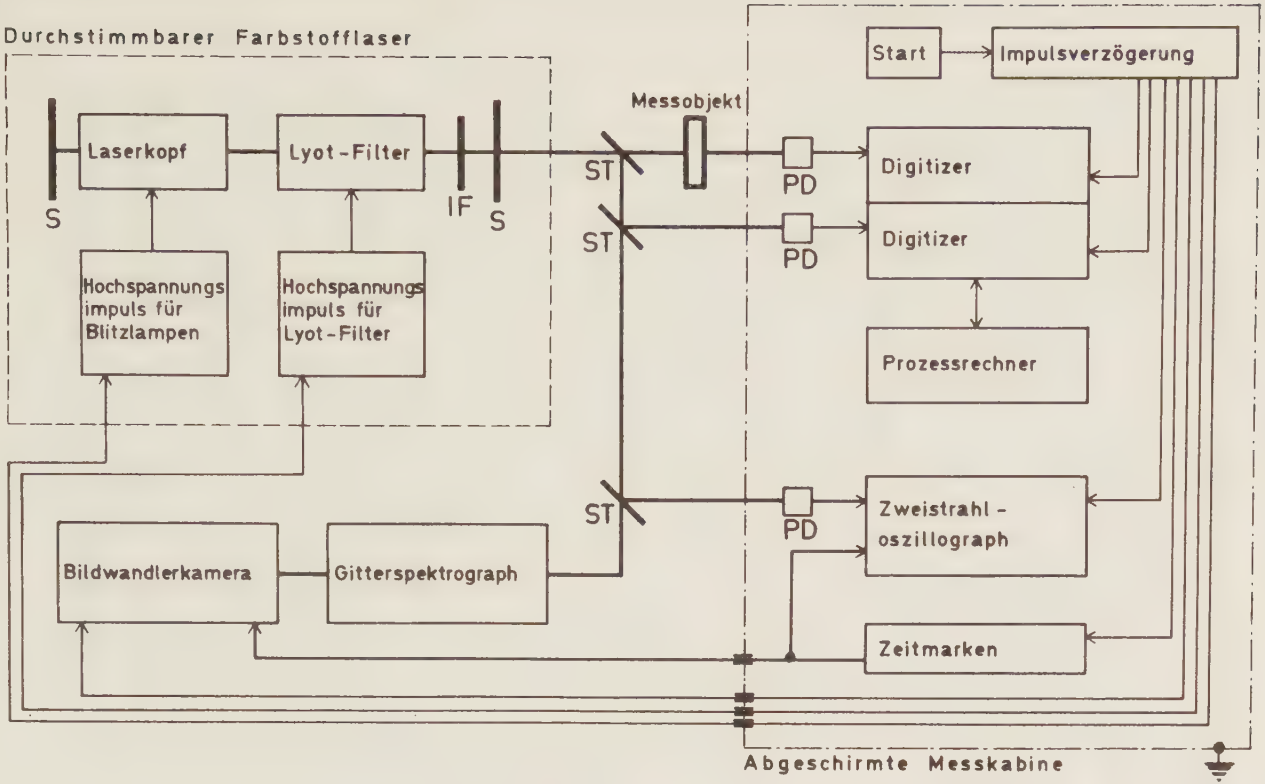


Abb. 15 : **Absorptionsmessung** (Blockschaltbild)

IF : Interferenzfilter S : Resonatorspiegel
PD : Photodiode ST : Strahlteiler

zweistufige Differenzanordnung verwendet. Für die Absorptionsmessungen wurden Meßstrahl und Referenzstrahl von zwei Pin-Photodioden [1] detektiert; die elektrischen Signale wurden mit einer Bandbreite von 400 MHz von zwei Transient-Digitizern [2] registriert. Ein angeschlossener Rechner [3] gestattete es, die Meßdaten entweder direkt zu verarbeiten oder auf einer Diskette zwischenzuspeichern. Die Ergebnisse wurden auf einem graphischen Terminal, mit dem auch der Rechner bedient wurde, oder einem Plotter dargestellt und schließlich auf einer Diskette abgespeichert.

Ein mit einem Strahlteiler ausgekoppelter Teil des Farbstofflaserstrahls wurde von einem Gittermonochromator spektral zerlegt und mit einer Bildwandlerkamera zeitaufgelöst registriert (ähnlich Abb. 10). Ein Impulsgenerator erzeugte eine Zeitmarke sowohl auf der Bildwandlerkamera-Aufnahme als auch auf einem Zweistrahloszillographen, mit dessen zweitem Strahl das mit einer weiteren Photodiode aufgenommene Farbstofflasersignal dargestellt wurde. Da dieses Farbstofflasersignal natürlich die gleiche Struktur zeigte wie die von den Digitizern registrierten, konnte so eine

---

1) Hersteller: Firma Monsanto; Typ: MD 1.

2) Hersteller: Firma Tektronix; Typ: R 7912; vertikale und horizontale Auflösung: 9 Bit.
In den Vorversuchen wurde statt der beiden Digitizer ein Zweistrahloszillograph mit gleicher Bandbreite eingesetzt (Tektronix; Typ: 7844). Bei der analogen Auswertung der Oszillogramme konnte nur eine deutlich geringere Genauigkeit erzielt werden. (Siehe dazu 2. Teil dieses Kapitels).

3) Hersteller: Firma Digital Equipment Corp.; Typ PDP 11/04.

zeitliche Zuordnung zwischen Bildwandlerkamera-Aufnahme einerseits und den zwei Meßsignalen andererseits hergestellt werden. Anders formuliert bedeutet das: Der Zeitskala der Digitizer wurde hiermit eine Wellenlängenskala zugeordnet.

Der gesamte Versuchsablauf einer Absorptionsmessung wurde durch ein Triggersignal gestartet, d.h. das Experiment läßt sich ohne wesentliche Änderungen an einem instationären Meßobjekt einsetzen und durch dieses selbst triggern. Für einen elektrisch störungsfreien Betrieb standen alle Meßgeräte (inklusive Photodioden) und Impulsgeber in einer abgeschirmten Kabine.

9.2 Messungen und Fehlerbetrachtungen

In Vorversuchen wurden die Meßsignale I und I_0 auf einem Zweistrahloszillographen (Bandbreite 400 MHz) dargestellt. Die Auswertung geschah durch Ausmessen der Amplituden der Einzelpulse mit einer Meßlupe auf einem Oszillogramm (siehe Abb. 12). Bei dieser Auswertung erwiesen sich die Einzelpulse des Farbstofflasers als besonders vorteilhaft, da sie selbst die Zeitmarken für die genaue zeitliche Zuordnung der beiden Oszillographenstrahlen lieferten. Mit Hilfe der Zeitmarke auf der Bildwandlerkamera-Aufnahme (siehe 1. Teil dieses Kapitels) war auch der Wellenlängenanschluß möglich.

Durch Kalibrierungsexperimente ohne Meßobjekt wurden die Kanalempfindlichkeiten der Meßanordnung bestimmt. Hierbei ergaben sich Mittelwerte mit einer Standardabweichung der Einzelmessung (Einzelpulse) zwischen 5 und 10 %. Diese Standardabweichung kann als Fehlerabschätzung auch für Experimente mit Meßobjekt übernommen werden.

Um eine größere Genauigkeit zu erreichen und die aufwendige Meßlupenauswertung der analog registrierten Signale zu vermeiden, wurde später der Zweistrahloszillograph durch zwei Transient-Digitizer ersetzt (siehe 1. Teil dieses Kapitels): Die Rohdaten mehrerer Experimente wurden zunächst auf einer Diskette gespeichert. Danach wurden die Meßsignale I und I_o einzeln auf dem graphischen Terminal dargestellt und die Größe der Amplituden der Einzelpulse mit Hilfe eines graphischen Fadenkreuzes digital in den Rechner eingegeben. Dieses halbautomatische Verfahren mit seiner besseren Kontrollmöglichkeit erwies sich bei der speziellen Struktur der Einzelpulse als zuverlässiger als ein vollautomatisches Aufsuchen der Maxima der Einzelpulse. Mit einer Standardabweichung der Einzelmessungen von 3 % ergab sich gegenüber der analogen Meßmethode (Meßlupe) eine deutlich höhere Genauigkeit. Darüber hinaus war die Aufbereitung der Daten wesentlich schneller und bequemer durchzuführen.

Als Resultat einer vollständigen Auswertung ist in Abb. 16 die relative Transmission des oben erwähnten Interferenzfilters in Abhängigkeit von der Wellenlänge dargestellt. Die vier verschiedenen Symbole zeigen die Ergebnisse von vier verschiedenen Experimenten mit elektrooptisch schnell durchgestimmtem Farbstofflaser. Dem oben angegebenen relativen Fehler von $\pm$ 3 % entspricht etwa die doppelte Symbolhöhe. Die ebenfalls dargestellte unterbrochene Kurve zeigt zum Vergleich das langsam mit einem Gittermonochromator und kontinuierlicher Lichtquelle gemessene Profil desselben Interferenzfilters. Faltet man dieses Profil mit einem Gaußprofil der vollen Halbwertsbreite von 0.06 nm[1)], so erhält

---

1) Dieser Wert wurde gemäß Kap. 8.1.2 für die Linienbreite des Farbstofflasers bei schnellem Durchstimmen angenommen.

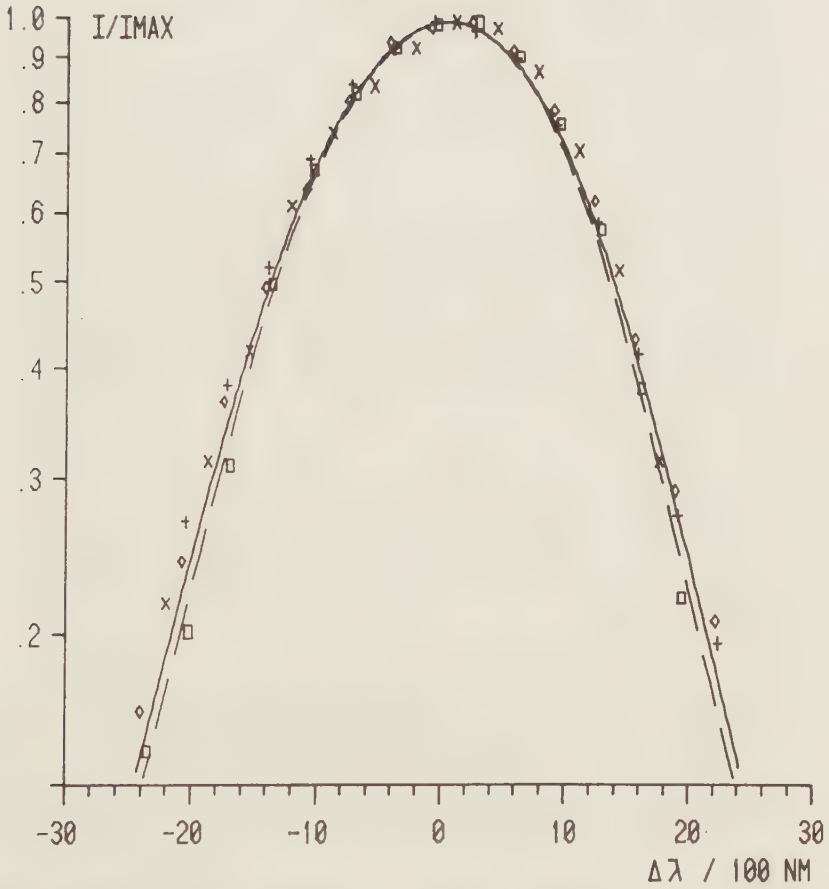


Abb.16: Relative Transmission des Interferenzfilters

man die durchgezogene Kurve. Im Rahmen der erzielbaren Meßgenauigkeit stimmen die Ergebnisse der vier Experimente mit schnellem Durchstimmen gut überein. Für die Halbwertsbreite[1] ergibt sich ohne absolute Wellenlängenkalibrierung ein relativer Fehler der Einzelmessung von ca. 3 %. Bei der Bewertung dieses Fehlers sollte in Hinblick auf die Anwendung an einem instationären Meßobjekt in der Kurzzeitphysik beachtet werden, daß zur Aufnahme eines Profils nur eine Meßzeit von weniger als 150 ns benötigt wurde. Bei einem stationären Meßobjekt kann der Fehler natürlich durch Mehrfachmessungen und Mittelwertbildung herabgesetzt werden.

Durch eine absolute Wellenlängenkalibrierung kommt ein weiterer Fehler hinzu. Die Auswertung der vier angegebenen Experimente liefert für die Halbwertsbreite des Interferenzfilters einen Mittelwert von 0.29 nm mit einem totalen Fehler von $\pm$ 5 %. Der Vergleich mit dem stationär bestimmten Wert (Messung mit einem Monochromator) ist sehr zufriedenstellend: Die durchgezogene Kurve hat eine Halbwertsbreite von 0.282 nm, was klar innerhalb des angegebenen Fehlerintervalls liegt.

Einschränkend muß allerdings bemerkt werden, daß sich die Übereinstimmung nur auf die dargestellten normierten Profile bezieht: Bei dem Absolutwert im Maximum der Transmission traten bei den bisherigen Messungen mit schnellem Durchstimmen Abweichungen bis zu 20 % auf. Als Ursache

---

1) Die logarithmierten Meßwerte der Transmission wurden durch Ausgleichspolynome zweiten Grades approximiert, was einem Ausgleich der Meßwerte durch Gaußkurven entsprach. Hierbei ergab sich eine gute Anpassung. Die oben genannten Halbwertsbreiten sind die Halbwertsbreiten der Gaußkurven.

dafür wurden die zur Detektion von Meß- und Referenzsignal eingesetzten Pin-Photodioden ermittelt: Auf ihre aktiven Flächen von weniger als 0.6 mm^2 gelangten bei den verschiedenen Experimenten - die zeitlich getrennt lagen - jeweils etwas unterschiedliche Anteile der Strahlenbündel. Eine Aufweitung der Strahlen oder das Einsetzen von Streuscheiben zur Homogenisierung waren aus Intensitätsgründen nicht möglich. Abhilfe soll in Zukunft die Verwendung zweier großflächiger Photodioden schaffen, welche garantieren, daß immer der ganze Meß- bzw. Referenzstrahl erfaßt wird. Vorversuche mit einer Diode des vorgesehenen Typs haben darüber hinaus ein besseres Anstiegs- bzw. Abfallsverhalten gegenüber den bisher aus Kostengründen benutzten gezeigt (siehe Abb. 13).

10. Zusammenfassung und Ausblick

Die Messung der Absorptionsprofile von Spektrallinien liefert Informationen über thermodynamische Zustandsgrößen von Plasmen. Für die Anwendung dieser Diagnostikmethode auf instationäre Stoßwellenplasmen ist in der vorliegenden Arbeit eine Lichtquelle entwickelt worden, die relativ zu der zu vermessenden Absorptionslinie schmalbandig emittiert und außerdem in Zeiten, in welchen sich das Plasma nicht wesentlich verändert, über die Absorptionslinie durchgestimmt werden kann.

Zur praktischen Realisierung einer solchen Lichtquelle wurde in den Resonator eines blitzlampengepumpten Farbstofflasers ein Lyot-Filter gesetzt, das es gestattete, den Farbstofflaser spektral einzuengen und elektrooptisch durchzustimmen. Verschiedene aus KD*P-Kristallen aufgebaute Lyot-Filter-Anordnungen wurden theoretisch und experimentell untersucht.

In Hinblick auf die genannte Anwendung wurde erstmals ein Farbstofflaser mit einer zweistufigen"Differenzanordnung" eines Lyot-Filters während eines Laserpulses über mehr als 1.5 nm mit einer Geschwindigkeit von 3.4 nm /μs linear durchgestimmt. Neben den großen Werten von Durchstimmbereich und Durchstimmgeschwindigkeit ermöglicht die zweistufige Differenzanordnung gleichzeitig geringe Linienbreiten: Für den mit Lyot-Filter eingeengten, nicht durchgestimmten Farbstofflaser ergaben sich Linienbreiten von 2 bis $3 \cdot 10^{-2}$ nm; während des schnellen Durchstimmens lagen die Werte um den Faktor 2 bis 2.5 höher.

Die Untersuchung des zeitlichen Verhaltens des Farbstofflasers zeigte, daß ein Laserpuls aus einer Kette von Einzel-

pulsen bestand: Ohne irgendwelche Elemente, mit denen man normalerweise aktives oder passives Mode-Locking erreicht, trat bei dem Laser das sogenannte "Self-Mode-Locking" auf. Durch spezielle Maßnahmen konnte ein guter Modulationsgrad erreicht werden. Das Self-Mode-Locking war beim schnellen Durchstimmen wesentlich stärker ausgeprägt als beim nicht durchgestimmten Laser. Für diesen Effekt wird eine theoretische Erklärung gegeben.

Um die Funktionsfähigkeit des schnell durchstimmbaren Farbstofflasers als Lichtquelle für die Absorptionsspektroskopie zu testen, wurden spektral aufgelöste Absorptionsmessungen an einem schmalbandigen Interferenzfilter vorgenommen, weil letzteres leicht auch auf andere Art vermessen werden konnte und somit eine Kontrolle der Kurzzeitmessung möglich war. In einer zweikanaligen Anordnung wurden Meß- und Referenzsignal von zwei Transient-Digitizern registriert und mit einem angeschlossenen Rechner ausgewertet. Für die genaue zeitliche Zuordnung der beiden Signale erwiesen sich die Mode-Locking-Einzelpulse als besonders vorteilhaft. Die innerhalb von weniger als 150 ns aufgenommenen relativen Transmissionsprofile stimmten sehr gut mit dem Ergebnis einer stationären Vergleichsmessung überein. Die Halbwertsbreite des Interferenzfilters ergab sich mit einem relativen Fehler von 3 %. Demgegenüber hatte eine in Vorversuchen durchgeführte ähnliche Messung mit einer Analog-Auswertung von Oszillogrammen Fehler zwischen 5 und 10 % ergeben.

Mit Hilfe einer zusätzlich gemachten gleichzeitigen Streakaufnahme des spektralen Verlaufs des Farbstofflasersignals war auch eine absolute Wellenlängenkalibrierung möglich.

Diese vollständige Auswertung mehrerer Experimente lieferte einen Gesamtfehler in der Halbwertsbreite von 5 %.

Auf Grund der durchgeführten Messungen und Untersuchungen konnte gezeigt werden, daß der elektrooptisch schnell durchstimmbare Farbstofflaser die geforderten Spezifikationen für die Anwendung auch auf instationäre Meßobjekte, wie zum Beispiel Stoßwellenplasmen, erfüllt.

Neben Absorptionsmessungen sind auch Streuexperimente an Plasmen mit dem schnell durchstimmbaren Farbstofflaser möglich. Daraus eröffnet sich ein weiteres Anwendungsgebiet für die entwickelte Lichtquelle. Falls dafür erforderlich, läßt sich die Intensität der Lichtquelle mit einem ein- oder mehrstufigen Farbstofflaser-Verstärker erhöhen.

Literaturverzeichnis

/ 1/	B. Lyot	Compt. Rend. 197, 1953 (1933)
/ 2/	F.P. Schäfer (Hrg.)	Dye Lasers, Springer (1973/1977)
/ 3/	F.T. Arecchi E.O. Schulz-Dubois (Hrg.)	Laser Handbook North-Holland Publ.Comp. (1972)
/ 4/	F.S. Barnes (Hrg.)	Laser Theory, IEEE Press (1972)
/ 5/	F.P. Schäfer	Principles of Dye Laser Operation in /2/
/ 6/	O.G. Peterson J.P. Webb W.C. Mc Colgin	J. Appl. Phys. 42, 1917 (1971)
/ 7/	B.B. Snavely	Continuous-Wave Dye Lasers in /2/
/ 8/	R. Wallenstein	Laser Handbook III Fak. f. Physik, Univ. Bielefeld
/ 9/	W. Kleen R. Müller (Hrg.)	Laser Springer (1969)
/10/	K. Nagashima T. Asakura	Opt. Comm. 19, 7 (1976)
/11/	W. Schmidt	Laser 4, 47 (1970)
/12/	D. Kato T. Sato	Opt. Comm. 5, 134 (1972)

/13/ H. Kogelnik, C.V. Shank — Appl. Phys. Lett. 18, 152 (1971)

/14/ F.P. Schäfer, H. Müller — Opt. Comm. 2, 407 (1971)

/15/ G. Marowsky, L. Ringwelski, F.P. Schäfer — Z. Naturforsch. 27a, 711 (1972)

/16/ B.H. Soffer, B.B. Mc Farland — Appl. Phys. Lett. 10, 266 (1967)

/17/ J.E. Bjorkholm, F.C. Damen, J. Shah — Opt. Comm. 4, 283 (1971)

/18/ H. Kogelnik, C.V. Shank, T.P. Sosnowski, A. Dienes — Appl. Phys. Lett. 16, 499 (1970)

/19/ L.D. Hutcheson, R.S. Hughes — Appl. Opt. 13, 1395 (1974)

/20/ D.J. Taylor, S.E. Harris, S. T.K. Nieh, T.W. Hänsch — Appl. Phys. Lett. 19, 269 (1971)

/21/ H. Chantrel — J. Phys. et Radium 19, 366 (1958)

/22/ J. Cooper, J.R. Greig — J. Sci. Instrum. 40, 433 (1963)

/23/ T.R. Sliker, S.R. Burlage — J. Appl. Phys. 34, 1837 (1963)

/24/ I.P. Kaminow, E.H. Turner — Proc. IEEE 54, 1374 (1966)

/25/ J.C. Slater — J. Chem. Phys. 9, 16 (1941)

/26/ R. Blinc — J. Phys. Chem. Solids 13, 204 (1960)

/27/ H. Gerlach — Dissertation Univ. Köln (1970)

/28/ M. Okada, S. Shimizu, S. Ieiri — Appl. Opt. 14, 917 (1975)

/29/ H. Walther, J.L. Hall — Appl. Phys. Lett. 17, 239 (1970)

/30/ H. Gerlach — Opt. Comm. 8, 41 (1973)

/31/ J. Kopainsky — Appl. Phys. 8, 229 (1975)

/32/ E.E. Fill, H. Salzmann — Laser und Elektro-Optik 4, Nr. 3, 41 (1972)

/33/ B. Zwicker, P. Scherrer — Helv. Phys. Acta 17, 346 (1944)

/34/ R.A. Phillips — J. Opt. Soc. Am. 56, 629 (1966)

/35/ P.J. Treanor — Mon. Not. R. Astr. Soc. 117, 22 (1957)

/36/ P.P. Sorokin
J. R. Lankard
V.L. Moruzzi
E.C. Hammond
J. Chem. Phys. 48, 4726 (1968)

/37/ D.J. Bradley
F. O'Neill
Opto-Electronics 1, 69 (1969)

/38/ C.V. Shank
E.P. Ippen
Mode-Locking of Dye Lasers in /2/

/39/ P.W. Smith
Proc. IEEE 58, 1342 (1970)

/40/ W.E. Lamb Jr.
Phys. Rev. 134, A1429 (1964)

/41/ A.G. Fox
P.W. Smith
Phys. Rev. Lett. 18, 826 (1967)

/42/ P.W. Smith
IEEE J. Quant. Electr. QE-3, 627 (1967)

Dank

Die vorliegende Arbeit wurde am Physikalischen Institut I der Universität Düsseldorf angefertigt.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Dr. D. Meiners, der mir das Thema der Arbeit überlassen und mit beständigem Interesse sowie wertvollen Diskussionen und Anregungen den Fortgang der Arbeit wesentlich gefördert hat.

Dem Direktor des Physikalischen Instituts I, Herrn Professor Dr.G. Decker, sowie seinem Vorgänger, Herrn Professor Dr. J. van Calker, danke ich für die großzügige Bereitstellung eines Arbeitsplatzes.

Für die sorgfältige Anfertigung wichtiger Teile der Apparatur danke ich den Mitarbeitern der Feinmechanikwerkstatt unter Leitung von Herrn G. Bölke.

Allen Mitarbeitern des Physikalischen Instituts I möchte ich für vielfältige Unterstützung und kollegiale Zusammenarbeit danken.

Schließlich gilt mein Dank der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Gewährung einer Sachbeihilfe.

Lebenslauf

Am 5. 1. 1948 wurde ich, Gerd-Joachim Deppe, als Sohn des Diplomingenieurs Gerhard Deppe und seiner Ehefrau Ilse, geb. Kohlberg, in Braunschweig geboren.

Von 1954 bis 1958 besuchte ich die Grundschule in Hannover. 1958 wechselte ich dort auf ein neusprachlich-naturwissenschaftliches Gymnasium (Lutherschule) über, an dem ich im September 1966 das Abitur ablegte.

Im Wintersemester 1966/67 begann ich ein Mathematik- und Physik-Studium an der Universität Hannover (derzeit noch Technische Hochschule). Nach bestandener Zwischenprüfung für das Höhere Lehramt im Oktober 1968 setzte ich das Studium mit der alleinigen Fachrichtung Physik fort und erhielt darin im August 1973 das Diplom.

Seit September 1973 arbeite ich am Physikalischen Institut der Universität Düsseldorf, bis September 1977 als Wissenschaftlicher Assistent und danach als Verwalter der Stelle eines Wissenschaftlichen Assistenten.

Von Februar 1974 bis Juli 1975 unterrichtete ich nebenamtlich am Geschwister-Scholl-Gymnasium in Düsseldorf im Fach Physik.

FOTODRUCK J. MAINZ — Telefon: (02 41) 2 73 05
Neupforte 13, Nähe Markt, 5100 Aachen